



Mesure du flux de blazar Mrk421 au dessus de 60 GeV avec l'expérience CELESTE

Roland Le Gallou

► To cite this version:

Roland Le Gallou. Mesure du flux de blazar Mrk421 au dessus de 60 GeV avec l'expérience CELESTE. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2001. Français. NNT : . tel-00004364

HAL Id: tel-00004364

<https://theses.hal.science/tel-00004364>

Submitted on 29 Jan 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Mesure du flux du blazar Mrk421 au dessus de 60 GeV avec l'expérience CELESTE

Roland Le Gallou

12 novembre 2001

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord David Smith, mon directeur de thèse, pour m'avoir communiqué sa passion pour l'astronomie γ et pour le temps incalculable qu'il a consacré à mon travail aussi bien qu'à mon manuscrit. C'est grâce à lui que j'ai choisi de travailler sur CELESTE. Je voudrais aussi remercier Fabrice Squinabol pour m'avoir fait connaître CELESTE alors que j'étais encore en licence.

Merci à Pierre Aguer pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour avoir su procurer à notre groupe les moyens matériels nécessaires à de bonnes conditions de travail.

Merci à David Hanna et Alain Cordier pour les précieuses suggestions et corrections qu'ils ont apporté à mon manuscrit, qu'il ont lu jusque dans les moindres détails. Merci également à Patrick Charlot, Jacques Dumarchez et Serge Jullian pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Ce fut un plaisir de travailler avec l'équipe CELESTE. Je voudrais remercier particulièrement Jean Québert, Denis Dumora, Ramesh Rannot, Martina Bohacova, Thierry Reposeur, Sebastien Incerti, Benoît Lott et Emmanuel Durand pour l'aide qu'ils m'ont apporté et leur collaboration : une thèse en physique expérimentale est le fruit d'un travail de groupe. Merci aussi à toute l'équipe technique du CENBG, ainsi qu'à celle de Thémis. Ce site Pyrénéen a été le théâtre de tant de moments inoubliables!

Merci enfin à ma famille et à mes amis, pour leur soutien et tous les bons moments qu'on a partagé pendant cette période de ma vie.

Table des matières

I	L’astronomie γ et les noyaux actifs de galaxie	10
1	L’astronomie γ	12
1.1	Origine et motivations	12
1.2	Historique	14
1.2.1	L’astronomie γ spatiale	14
1.2.2	L’astronomie γ au sol	16
1.3	La problématique actuelle	18
1.3.1	Réponses et nouvelles questions	18
1.3.2	Les instruments de demain	24
2	Les noyaux actifs de galaxie et les blazars	28
2.1	Découverte et propriétés des noyaux actifs de galaxie	28
2.1.1	Découverte des galaxies actives	28
2.1.2	Le modèle unifié des noyaux actifs de galaxie	29
2.2	Les BL Lac	33
2.2.1	Caractéristiques générales	33
2.2.2	Caractéristiques des BL Lac extrêmes	38
2.2.3	Modélisation des jets et de l’émission γ de haute énergie	40
2.2.4	Motivation des observations de noyaux actifs de galaxie avec CELESTE	48
II	CELESTE	50
3	Les cascades atmosphériques de basse énergie	52
3.1	Le développement des cascades atmosphériques	52
3.1.1	Mesure directe du rayonnement cosmique	52
3.1.2	Processus fondamentaux mis en jeu	53
3.1.3	Description macroscopique	57
3.1.4	Possibilités de détection au sol	60
3.2	La détection Čerenkov des cascades électromagnétiques	62

3.2.1	Propriétés des flashes de lumière Čerenkov vus au niveau du sol	62
3.2.2	L' équation à satisfaire pour minimiser le seuil en énergie	65
4	Le détecteur : optique, électronique, déclenchement	68
4.1	La centrale solaire Thémis	68
4.2	Les héliostats : l'optique primaire	68
4.2.1	Optique des héliostats	69
4.2.2	L'alignement des héliostats	71
4.2.3	Le pointé des héliostats	71
4.3	L'optique secondaire	74
4.4	Les photomultiplicateurs	76
4.4.1	Principe de fonctionnement	76
4.4.2	Le choix de CELESTE	76
4.4.3	Choix des hautes tensions et préamplification	77
4.4.4	Calibration des PM par la mesure des pics à 1 photoélectron	78
4.5	Calibration relative de la chaîne optoélectronique	84
4.6	Le déclenchement	84
4.6.1	Le but : les photons γ de 30 GeV	84
4.6.2	Le principe du déclenchement de CELESTE	86
4.6.3	Les modules de déclenchement	87
4.6.4	Les retards logique et le voteur majoritaire	91
4.6.5	Le temps mort de l'ensemble V486+V495	91
4.7	L'acquisition	96
4.8	Les FADC	100
4.8.1	Les FADC etep-301c	100
4.8.2	Comportements particuliers	100
4.8.3	Calibration	101
4.8.4	Lecture et temps mort d'échantillonnage	104
5	L'étude du taux de comptage	106
5.1	Taux de comptage en fonction du seuil de déclenchement	106
5.1.1	Comportement général	106
5.1.2	Propriétés des différentes majorités	109
5.2	Influence des retards	111
5.2.1	Influence en fonctionnement normal	111
5.2.2	Les machicoulis	111
5.3	Influence de la météo	111
5.3.1	Les nuages	111
5.3.2	Le givre et la rosée	114
5.4	Effet du bruit de fond de ciel sur le taux de comptage Čerenkov	114
5.5	Influence du pointé	114

5.5.1	Effet géométrique	114
5.5.2	Effet lié aux différences de bruit de fond	115
5.6	Méthode de prise de donnée et sensibilité brute	116
5.6.1	Nécessité d'une prise de données ON-OFF	116
5.6.2	Nécessité d'une correction du bruit de fond de ciel	117
5.6.3	La sensibilité de CELESTE sans réjection hadronique	117
6	L'analyse : de l'échantillonnage à la réjection hadronique	120
6.1	Stratégie générale	120
6.2	Les bases de l'analyse des données FADC	121
6.2.1	Le pedestal et le bruit de fond de ciel	123
6.2.2	Principe de la localisation des pics	123
6.2.3	Résolution en temps de la localisation des pics	124
6.2.4	Correction de l'origine temporelle des fenêtres FADC	127
6.3	Les coupures de réjection hadronique	128
6.3.1	Reconstruction du maximum de la gerbe	128
6.3.2	Reconstruction de l'angle d'incidence de la gerbe	137
6.3.3	L'homogénéité spatiale du flash Čerenkov	138
6.3.4	L'homogénéité temporelle du flash Čerenkov	140
6.3.5	Choix des valeurs de coupure	147
7	Seuil et acceptance du détecteur	154
7.1	Détermination du seuil et de l'acceptance du détecteur	154
7.1.1	Définition du seuil et méthode	154
7.1.2	Calcul de l'acceptance de référence du détecteur	155
7.1.3	Seuil et acceptance du détecteur en fonction du pointé	158
7.1.4	Seuil et acceptance du détecteur en fonction du mode de pointé	159
7.2	Le problème du spectre de la source	162
7.2.1	Incertitude sur A_{eff} liée à l'indice spectral	162
7.2.2	Traitement du flux par paramétrisation de l'indice spectral	165
7.3	Les incertitudes systématiques	165
7.3.1	Nature de l'atmosphère	165
7.3.2	Simulation du détecteur	168
7.3.3	Evaluation de l'incertitude systématique globale	168
III	Résultats	170
8	Observation de la nébuleuse du Crabe	172
8.1	Validation des coupures	172
8.1.1	Reproduction des données par la simulation	172
8.1.2	Insensibilité de τ_{50} au fond de ciel	173

8.2	Etude des biais concernant la mesure du signal γ	175
8.2.1	L'angle horaire	175
8.2.2	Les machicoulis	175
8.3	Résultat et calcul du flux	178
8.4	Interprétation des résultats	179
9	Observation des blazars	182
9.1	Mrk421	182
9.1.1	Sélection des données	182
9.1.2	Choix des coupures	182
9.1.3	Résultats et calcul du flux	183
9.2	Mrk501	194
9.3	1ES0219+42.8	199
9.4	1ES2344+51.4	199
9.5	Interprétation des résultats	201

Introduction

Le domaine de longueurs d'onde du spectre électromagnétique s'étendant de 30 à 300 GeV a été ouvert récemment par les expériences CELESTE et STACEE, qui utilisent la reconversion de centrales solaires pour capter la lumière Čerenkov émise par les cascades de particules que ces photons de haute énergie provoquent dans l'atmosphère terrestre.

Ces photons sont émis au sein d'objets tels que les restes de supernovae, les pulsars ou les noyaux actifs de galaxie de type blazar, les plus extrêmes et les plus variables de ces derniers. Les blazars sont des objets intéressants à plusieurs titres : ils permettent d'étudier le comportement de la matière dans des conditions physiques extrêmes et de sonder le passé lointain de l'Univers. Ces objets, ainsi que la motivation de leur observation avec CELESTE, seront décrits dans le chapitre 2.

Un des thèmes principaux de ce travail de thèse a été de développer les méthodes d'analyse de données de CELESTE et de valider leur fonctionnement. Un effort particulier a été porté sur la recherche de critères de réjection hadronique efficaces, la sensibilité du détecteur y étant intimement liée. Une variable originale, basée sur l'analyse temporelle du front d'onde, a été dégagée dans ce but. Le fonctionnement et la physique du détecteur, depuis les cascades atmosphériques jusqu'à l'analyse de données, sont décrits dans les chapitres 3 à 6. Le calcul de son acceptance à partir de simulations de type Monte-Carlo est présenté dans le chapitre 7. Le seuil du détecteur, d'après ces études, est de 30 GeV au niveau déclenchement et de 60 GeV après les coupures d'analyse.

Une étape indispensable avant d'étudier les blazars est de tester le détecteur et l'analyse de données sur la nébuleuse du Crabe, la chandelle standard de l'astronomie γ de part sa stabilité et son intensité. Ces tests, concluants, sont présentés dans le chapitre 8.

CELESTE fonctionne de façon stable depuis Novembre 1999, avec 40 héliostats, et a accumulé des données en quantité intéressante sur 4 blazars : Mrk421, Mrk501, 1ES0219+42.8 et 1ES2344+51.4. Plusieurs sursauts d'activité ont été détectés sur Mrk421, et un flux moyen a pu être calculé. Une corrélation a été observée entre l'activité vue par CELESTE et l'activité au TeV et en X, confirmant les modèles de ce type d'objet. Des limites supérieures ont été calculées sur Mrk501 et 1ES0219+42.8. Ces résultats sont présentés dans le chapitre 9. Il s'agit des premières observations de blazars entre 60 et 250 GeV.

Première partie

L'astronomie γ et les noyaux actifs de galaxie

Chapitre 1

L'astronomie γ

1.1 Origine et motivations

Jusqu'au milieu du XX^{eme} siècle, notre connaissance de l'Univers était uniquement basée sur son observation dans le domaine visible. L'exploration de l'Univers à travers la partie non visible du spectre électromagnétique débuta dans les années 30, avec notamment le radiotélescope de K. Jansky. Cette exploration entraîna une révolution dans notre perception du cosmos. Chaque partie du spectre électromagnétique permet en effet de sonder des milieux différents : d'une part des milieux émettant thermiquement à différentes températures, et d'autre part, notamment en radio et en X, des milieux émettant par des processus non thermiques comme l'effet synchrotron. La partie la plus énergétique du spectre commença à être déblayée dans les années 1970 pour $E > 100$ keV et dans les années 90 pour $E > 1$ TeV, les techniques requises pour cette conquête étant issues de la physique des particules élémentaires.

Les photons ne sont pas les seuls messagers de l'Univers dont la connaissance à explosé au XX^{eme} siècle. En 1912, Victor Hess découvrit, lors de mesures de la radioactivité naturelle à bord de ballons, que des particules subatomiques d'origine cosmique inondaient la Terre. Plus tard, ces particules se sont révélées être issues de protons, d'électrons, de noyaux d'hélium et de noyaux d'éléments plus lourds provenant isotropiquement de l'extérieur du Système Solaire. Ce caractère isotrope vient du fait que le rayon de Larmor de ces particules dans le champ magnétique irrégulier de notre Galaxie est inférieur à la distance qui nous sépare de leurs sources. L'origine astrophysique de ces particules nous est brouillée, et bien que les hypothèses ne manquent pas quant à leurs sites d'accélération, elle n'a pas encore été déterminée aujourd'hui. Il s'agit là d'une des principale motivations de l'astronomie γ de haute énergie. Pour des raisons historiques, on appelle rayonnement cosmique ce flux de particules chargées de haute énergie.

L'ouverture des fenêtres radio et X révéla l'existence d'objets insoupçonnés, susceptibles de produire le rayonnement cosmique. Ces sources sont :

- les pulsars, qui sont des étoiles à neutron en rotation rapide balayant l’espace avec un faisceau multi-longueurs d’onde intense à une fréquence de l’ordre de 1 à 1000 Hz ;
- les restes de supernovae, qui sont les bulles de plasma plus ou moins régulières éjectées lors de l’explosion d’une étoile massive en fin de vie ;
- les plérions, qui sont des restes de supernovae au sein desquelles un pulsar entretient une onde de choc stationnaire par les électrons de haute énergie qu’il émet ;
- les objets accréteurs galactiques comme les systèmes doubles comportant un objet compact ;
- les noyaux actifs de galaxie, dont font partie les radiogalaxies, les quasars et les blazars, et dont le moteur est supposé être un trou noir géant en accréation ; ces objets sont décrits dans le chapitre suivant ;
- et enfin les microquasars, objets galactiques ressemblant à des quasars en miniature.

Le mystère qui régnait autour de ces sources à l’époque de leur découverte fut une motivation puissante pour le développement de l’astronomie γ , qui entraîna alors des découvertes importantes sur leur nature et les phénomènes qui y siègent. L’origine du rayonnement cosmique n’en fut pas élucidée pour autant et demeure toujours inconnue aujourd’hui. Un autre type de sources observées en astronomie γ , les mystérieux sursauts γ , furent quant à eux découverts lors de recherches d’essais nucléaires au sol dans les années 60 [52]. On pense qu’il s’agit de la libération brutale de l’énergie issue de la coalescence d’objets massifs [53]. L’étude des temps d’arrivée des différentes longueurs d’onde de ces sursauts devrait permettre en outre de mesurer le champ magnétique intergalactique [107].

L’astronomie γ concerne le spectre électromagnétique sur 9 décades de longueur d’onde. Ces 9 décades ont été subdivisées en différents domaines, selon les techniques mises en œuvre pour leur étude (cf section 1.2). On parle de basse énergie de 100 keV à 10 MeV, de haute énergie jusqu’à 10 GeV, et de très haute énergie jusqu’à 100 TeV.

L’astronomie γ de haute énergie sonde les milieux les plus violents de l’Univers, les phénomènes capables de produire un rayonnement au TeV mettant en jeu des champs gravitationnels ou magnétiques extrêmes et des vitesses relativistes. Ces phénomènes, qu’il s’agisse de l’accréation par un objet massif ou d’ondes de choc macroscopiques, ont la particularité d’émettre du rayonnement dans tout le spectre électromagnétique. L’étude de ces phénomènes constitue l’astrophysique de haute énergie, dont l’astronomie de haute énergie n’est qu’un aspect puisque tout le spectre électromagnétique est riche en information en ce qui les concerne.

La mise à la disposition des connaissances et des techniques de la physique des particules élémentaires de la seconde moitié du XX^{eme} siècle au service de l’astrophysique ne se manifeste pas qu’à travers l’astronomie γ . Après la conquête du spectre électromagnétique, l’astronomie se tourne vers les nouveaux messagers que sont les neutrinos de haute énergie, les rayons cosmiques d’ultra haute énergie et les ondes gravitationnelles, qui apporteront à leur tour des découvertes importantes en astrophysique de haute énergie. Cette discipline émergente de la physique, située entre infiniment grand et infiniment petit, est

dénommée “physique des astroparticules”. Elle a l’ambition de répondre à des questions fondamentales de la physique des particules, en utilisant l’Univers comme laboratoire à la place des accélérateurs classiques, notamment dans le cadre de la recherche des particules supersymétriques [59]. Elle pourrait aussi remettre en cause l’invariance de Lorentz si des photons de 30 TeV étaient détectés en provenance d’objets lointains [104].

1.2 Historique

1.2.1 L’astronomie γ spatiale

L’atmosphère terrestre rendant impossible depuis le sol la détection des photons γ d’énergie inférieure au GeV, l’observation de ceux-ci nécessita d’embarquer des instruments à bord de satellites. La technique de détection de ces satellites est basée sur la création de paires (e^+, e^-) dans un milieu matériel et sur l’association d’un détecteur de traces chargées, d’un calorimètre et d’une cloche d’anticoïncidence qui rejette les particules chargées cosmiques.

L’astronomie γ naquit ainsi dans l’espace dans les années 70 et dans la gamme d’énergie de la centaine de MeV, avec le satellite SAS-II. Ce satellite détecta les restes de supernovae du Crabe¹, de Vela [134], et Geminga.

Il fut suivi de près par le satellite COS-B, qui observa jusqu’au début des années 80, dans la gamme 35 MeV - 5 GeV. Ce dernier mesura l’émission diffuse tant du plan galactique qu’extragalactique [39], et détecta 25 sources ponctuelles dont le Crabe, Vela, et la galaxie de Seyfert² 3C273.

Vint ensuite l’observatoire Compton γ -Ray Observatory (CGRO), en 1991, avec à son bord les instruments :

- BATSE , composé de 8 détecteurs de sursauts γ couvrant la gamme 25 keV-2 MeV,
- OSSE, couvrant la gamme 50 keV - 10 MeV,
- COMPTEL, entre 1 et 30 MeV,
- et enfin EGRET, opérant théoriquement de 20 MeV à 30 GeV et en pratique de 100 MeV à 10 GeV, à qui nous devons notre connaissance actuelle du ciel γ de haute énergie.

La cartographie complète du fond diffus vu par EGRET est donnée figure 1.1, celle des sources ponctuelles de son 3^{eme} catalogue figure 1.2. Le 3^{eme} catalogue d’EGRET [44] comprend 6 pulsars, 3 restes de supernovae, 4 sursauts γ , 1 sursaut solaire, 66 noyaux actifs de galaxie identifiés clairement, et 170 sources non identifiées. Ces sources non identifiées semblent appartenir à notre galaxie : 95% des sources stables brillantes ($\Phi > 2.4.10^{-7} \gamma.cm^{-2}.s^{-1}$ pour $E > 100$ MeV) ont une déclinaison galactique inférieure à 5° , et 80% des sources stables faibles, de moins de 25° [105]. Les hypothèses sur la nature de ces sources ne manquent pas : il pourrait s’agir de pulsars invisibles en radio, de restes de

¹Ce reste de supernova est celui d’une étoile dont on observa l’explosion en l’an 1054.

²Une galaxie de Seyfert est un type particulier de galaxie active, décrit au chapitre suivant.

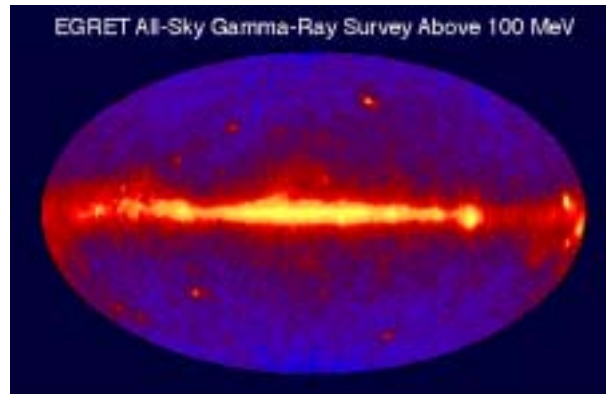


FIG. 1.1 – Le ciel vu par EGRET, en coordonnées galactiques.

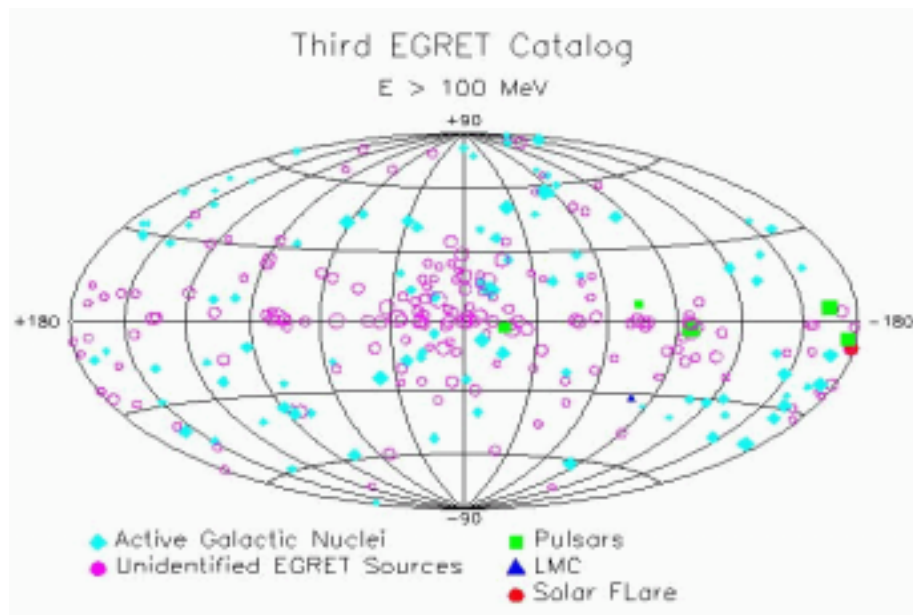


FIG. 1.2 – Les sources du 3^{ème} catalogue d'EGRET [44], en coordonnées galactiques.

supernovae associés par exemple à des associations OB [45], d'excès locaux de fond diffus [54], de binaires X [98] ou d'AGN non résolus à cause de la proximité du plan galactique. La distribution de la localisation des sources non identifiées étant corrélée à la ceinture de Gould, une ceinture d'étoiles massives et nuages de gaz située à ~ 200 pc de distance [105], l'hypothèse dernièrement favorisée est celle de ce type d'objets. Les photons γ seraient alors émis d'une part par les vents stellaires et d'autre part par l'interaction du rayonnement cosmique avec des nuages de gaz denses. Cependant l'hypothèse d'un type d'objet inconnu n'est pas à écarter.

1.2.2 L'astronomie γ au sol

Le spectre du rayonnement γ émis par les sources cosmiques décroissant dans l'ensemble selon une loi de puissance, les flux à mesurer sont de plus en plus faibles au fur et à mesure qu'on se déplace vers les très hautes énergies. La taille des satellites, limitée par la technologie spatiale, conditionne leur sensibilité à haute énergie : EGRET était sensible jusqu'à 10 GeV, et GLAST son successeur à partir de 2006 le sera jusqu'à 50 GeV. Parallèlement, à partir de cette même gamme d'énergie, les photons commencent à produire dans l'atmosphère des cascades de particules secondaires détectables en principe soit directement (cf section 3.1.4) soit par la lumière Čerenkov qu'elles émettent (cf section 3.2). Cette dernière technique de détection des photons γ de très haute énergie, dite "Čerenkov atmosphérique", utilise ce phénomène, qui permet d'obtenir des surfaces effectives de collection de l'ordre de $10^5 m^2$ en prenant l'atmosphère terrestre pour calorimètre et ainsi de détecter les flux de photons γ très faibles émis dans cette partie du spectre électromagnétique.

Les principales difficultés que doivent surmonter les instruments utilisant cette technique sont d'une part le bruit de fond de ciel et d'autre part le bruit de fond des cascades atmosphériques provoquées par le rayonnement cosmique chargé, beaucoup plus nombreuses (un facteur 100 à 1000) que celles produites par les photons γ . Pour surmonter le premier problème, on doit faire appel à des surfaces réfléchissantes importantes, et pour surmonter le second, à une analyse spatiotemporelle de la lumière collectée qui fait appel à deux types de stratégies : l'imagerie des cascades atmosphériques et l'échantillonnage du front d'onde Čerenkov. CELESTE utilise la seconde stratégie (cf fig. 1.3).

La nébuleuse du Crabe étant la source stable la plus intense, c'est elle qui sert de faisceau test à tous les instruments situés suffisamment au Nord. L'astronomie γ au sol débuta dans les années 60 sous forme d'essais infructueux, commença à obtenir des résultats quoique disparates entre les différentes expériences dans les années 80 et décolla pour de bon en 1989, avec la détection de la Nébuleuse du Crabe avec une signification statistique de 9σ par Whipple, un imageur, en 1989 [42][46]. Il s'agit là de la première détection d'un astre à très haute énergie. Par la suite les imageurs vont se développer de part le monde (cf tableau 1.1) et quatre instruments utilisant cette technique sont en fonctionnement aujourd'hui. L'un d'entre eux, HEGRA, est multiple : il utilise la stéréoscopie pour mieux déterminer les paramètres des cascades atmosphériques.

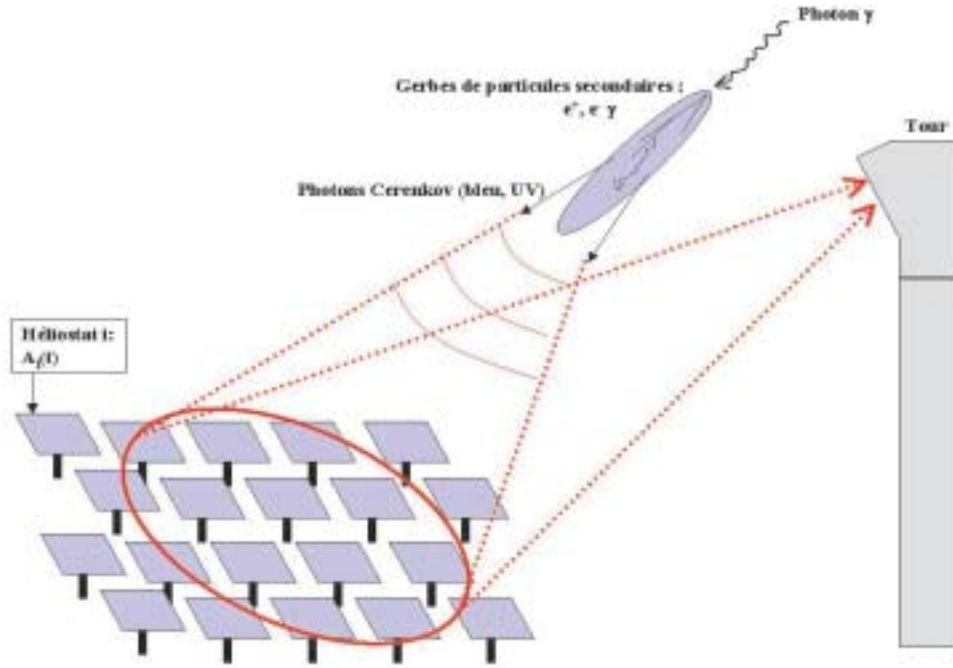


FIG. 1.3 – Principe de fonctionnement de CELESTE.

Nom (pays participants)	Lieu	Miroirs	Seuil (GeV)
Imageurs en fonctionnement			
Whipple (USA-Irlande-Royaume Uni)	Arizona	10 m	250
CANGAROO-II (Japon-Australie)	Australie	3.8 m	500
HEGRA (Allemagne-Espagne-Arménie)	Iles Canaries	5×3 m	500
CAT (France)	Pyrénées	4.5 m	250
TACTIC (Inde)	Mt. Abu	4×3.5 m	500
Fermes solaires en fonctionnement			
CELESTE (France)	Pyrénées	40 (53) × 54 m ²	30
STACEE (USA-Canada)	Nouveau Mexique	48 (64) × 37 m ²	< 90
Solar-II (USA)	Californie	32 (64) × 40 m ²	< 100
GRAAL (Allemagne-Espagne)	Almeria	63×39 m ²	> 200

TAB. 1.1 – Imageurs et fermes solaires en fonctionnement aujourd’hui. Ce tableau est tiré de [136].

Les premiers résultats de la technique d'échantillonnage arrivèrent avec la détection de la nébuleuse du Crabe par ASGAT en 1993 [47] avec un seuil de 600 GeV et par Thémistocle en 1995 [28] avec un seuil de 1 TeV. ASGAT est composé de 7 réflecteurs paraboliques de 7 m de diamètre avec à leurs focales 7 tubes photomultiplicateurs (PM) chacun, et Thémistocle de 18 réflecteurs paraboliques de 80 cm de diamètre enfermés dans des bidons équipés d'un PM chacun. La technique de l'échantillonnage s'avère moins intéressante que l'imagerie à haute énergie mais permet de baisser le seuil des instruments au sol à des coûts moins élevés et ce, jusqu'à 30 GeV (cf section 3.2). Il s'agit du but des expériences CELESTE, en France, STACEE [118] et SOLAR-2 [120] aux USA et GRAAL [135] en Espagne (cf tableau 1.1).

Le champ de vue de ces instruments étant de l'ordre de 3° , leur cycle utile étant limité par les nuits claires sans lune et leurs temps de poses typiques étant de l'ordre de 1 à 100 heures, leur stratégie d'observation consiste à observer des sources sélectionnées à partir de leur émission dans les autres longueurs d'onde et non à cartographier le ciel. L'état des lieux de la détection de ces sources à haute énergie est discuté dans la prochaine section.

La cartographie du ciel à haute énergie est accessible à un autre type d'instruments, qui détectent directement les particules des cascades atmosphériques avec des réseaux de détecteurs, comme MILAGRO et ARGO-YBJ (cf tableau 3.2).

1.3 La problématique actuelle

1.3.1 Réponses et nouvelles questions

L'émission γ de haute énergie des pulsars, des restes de supernovae, des plérions, et des noyaux actifs de galaxie a été découverte cette dernière décennie avec EGRET [44]. Les instruments utilisant au sol la technique Čerenkov atmosphérique ont découvert au TeV, également cette dernière décennie, les sources indiquées dans le tableau 1.2 [41] et sur la figure 1.5 [61]. L'astronomie γ de haute et très haute énergie est un domaine neuf, et les sources détectées au sol sont encore peu nombreuses. Si on ne considère dans le tableau 1.2 que les sources qui ont été détectées par au moins deux instruments à un niveau de signification statistique supérieur à 5σ , il en reste 4 (les 4 sources de crédibilité A) : la nébuleuse du Crabe et les blazars Mrk421 et Mrk501 dans l'hémisphère Nord, et PSR1706-44 dans l'hémisphère Sud.

Ces découvertes ont apporté beaucoup dans la compréhension des mécanismes à l'œuvre au sein de ces objets. Néanmoins, dans le cas des pulsars et des blazars des modèles théoriques fondamentalement différents permettent d'expliquer l'émission γ telle qu'elle est mesurée aujourd'hui.

Dans le cas des pulsars, ces modèles diffèrent surtout par le site d'accélération des électrons. On distingue les modèles de type *calotte polaire* [129] [55], où l'émission a lieu au niveau des pôles de l'étoile à neutron, et les modèles de type *cavité externe* [129] [56], où cette accélération a lieu dans des cavités électromagnétiques situées à plusieurs rayons



FIG. 1.4 – Le site de Thémis dans les Pyrénées Orientales. Il s'agit d'un site pionnier dans l'histoire de l'astronomie γ . C'est cette centrale solaire, construite par EDF et prêtée au CNRS depuis 1986, qui a hébergé ASGAT et Thémistocle (expériences aujourd'hui arrêtées) et qui accueille aujourd'hui les instruments CAT [50] et CELESTE. Crédit photo : D. Dumora.

Source	Type	Découverte	EGRET	crédibilité
Nébuleuse du Crabe	plérion	1989	oui	A
PSR 1706-44	plérion ?	1995	non	A
Vela	plérion ?	1997	non	B
SN 1006	RSN en coquille	1997	non	B-
RXJ 1713.7-3946	RSN en coquille	1999	non	B
Cassiopea A	RSN en coquille	1999	non	C
Mrk 421	XBL $z=0.031$	1992	oui	A
Mrk 501	XBL $z=0.034$	1995	oui	A
1ES 2344+51.4	XBL $z=0.044$	1997	non	C
PKS 2155-30.4	XBL $z=0.116$	1999	oui	B
1ES 1959+65.0	XBL $z=0.048$	1999	non	B-
1ES1426+42.8	XBL $z=0.129$	2001	non	A-

TAB. 1.2 – Catalogue des sources au TeV en 1999 d’après T. Weekes [41]. Le haut du tableau donne les sources galactiques et le bas les sources extragalactiques. RSN signifie reste de supernova, et XBL signifie “X-ray selected BL-Lac object” (cf chapitre suivant). La “crédibilité” donne une idée de la solidité de la détection de la source (selon [41]), A étant le meilleur.

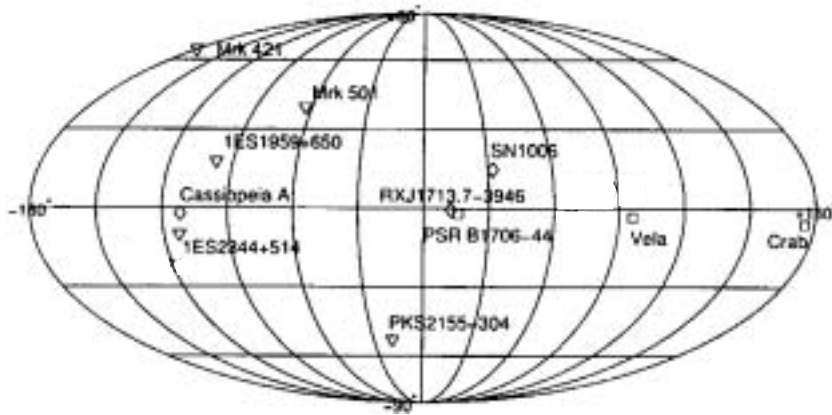


FIG. 1.5 – Carte du ciel au TeV, en coordonnées galactiques. Figure tirée de [61].

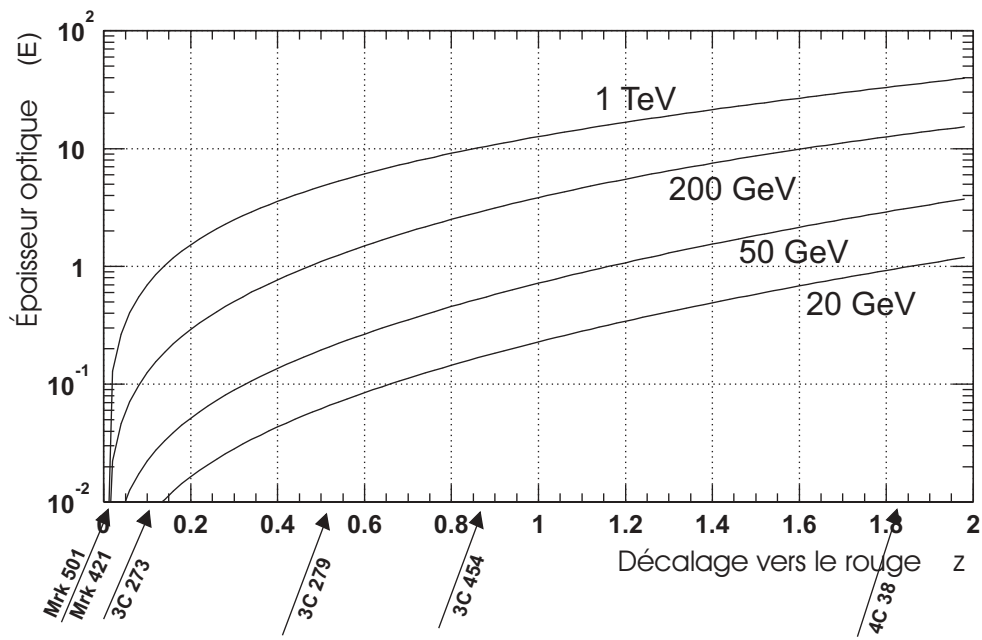


FIG. 1.6 – Épaisseur optique du fond infrarouge pour les photons γ d'énergie E en fonction de la distance exprimée en décalage vers le rouge z . Les blazars indiqués en dessous de l'axe horizontal sont ceux détectés au TeV (Mrk421 et Mrk501) puis les blazars les plus lumineux d'EGRET. Cette figure est tirée de [9].

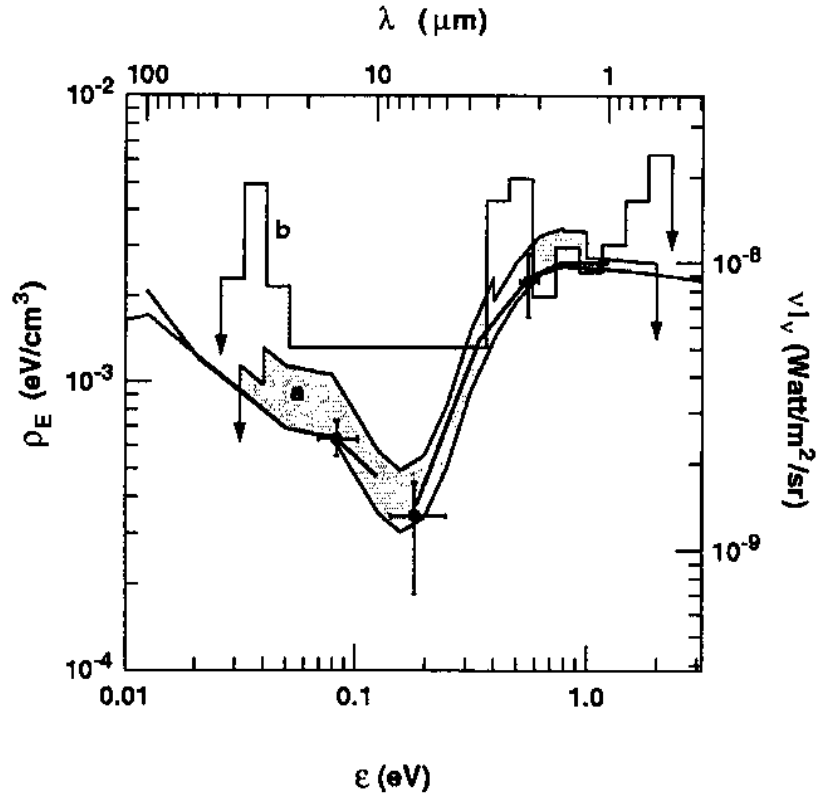


FIG. 1.7 – Densité du fond diffus infra-rouge cosmique (trait gras, selon le modèle de Franceschini et al [60]) à l'origine de l'absorption des photons γ de haute énergie à travers l'espace intergalactique. Cette figure est tirée de [58]. Les courbes en trait fin et les zones grisées indiquent les contraintes calculées par l'auteur à partir des observations au TeV du blazar Mrk501.

de l'astre. L'observation à haute énergie d'un signal pulsé ou une limite supérieure sur ce signal permettrait de trancher entre ces deux modèles [57]. La gamme d'énergie idéale pour cette physique se situe entre 1 GeV et 20 GeV [111] [112]. Dans le cas des blazars, les modèles diffèrent essentiellement sur la nature des particules relativistes et sur l'origine des photons avec lesquelles elles interagissent par effet Compton inverse. Ce cas sera discuté dans le chapitre suivant.

La sensibilité des instruments de très haute énergie étant comparable à celle des instruments de plus basse énergie à E^{-2} près, le fait qu'on ait détecté beaucoup moins de sources au TeV qu'au GeV trahit l'existence d'une coupure spectrale soit dans les mécanismes d'émission des sources, soit dans l'absorption du rayonnement γ entre la source et nous par le fond diffus IR (figures 1.7 et 1.6) via le processus de création de paires. Il s'agit en fait probablement des deux phénomènes. La localisation de la coupure spectrale pourra permettre de contraindre la densité du fond diffus IR [58][131], dont la mesure directe est délicate, le jour où les paramètres des modèles de l'émission à haute énergie des sources "sondes" seront fixés de manière univoque. Ces modèles, appliqués au blazar actuellement susceptible de servir de sonde (Mrk501), peuvent reproduire les observations sans faire appel au fond diffus IR (cf tableau 2.3). Ce point nécessite donc la détection à haute énergie d'un plus grand nombre de blazars, ce qui implique un abaissement du seuil en énergie des détecteurs et/ou de leur sensibilité.

En conclusion, localiser la coupure dans le spectre des pulsars et des blazars afin de mieux les comprendre et de mesurer le fond diffus infrarouge requiert des observations dans la gamme d'énergie où cette coupure intervient, c'est à dire entre 1 GeV et 100 GeV. Il s'agit là du défi de CELESTE, de STACEE et des instruments à venir présentés dans la section suivante.

Mieux comprendre des phénomènes déjà explicables n'est pas la seule question posée par les découvertes de cette dernière décennie. L'astronomie γ d'aujourd'hui a deux motivations plus excitantes encore. La première est d'identifier les sources non identifiées d'EGRET, et la seconde de traquer la matière noire non baryonique. La matière qu'on appelle noire est en fait une présence gravitationnelle dont les effets sont mesurables à travers la vitesse de rotation des galaxies, la vitesse des galaxies dans les amas et les lentilles gravitationnelles, correspondant à aucune matière détectée par son émission électromagnétique. Une des hypothèses en lice pour expliquer tout ou une partie de cette matière est d'invoquer l'existence de particules supersymétriques. Ces particules interagissant faiblement avec les autres par le biais des interactions autres que la force gravitationnelle, elles n'auraient pas été détectées à ce jour. L'observation des noyaux de galaxie ou d'amas globulaires en γ de très haute énergie pourrait trahir la présence de ces particules, aussi appelées WIMPS³, ou du moins contraindre l'espace des paramètres autorisés dans les modèles supersymétriques [59]. Cependant la sensibilité des instruments actuels est encore trop faible pour que les contraintes observationnelles soient intéressantes [106].

³Weakly Interacting Massive Particles

Nom (pays participants)	Lieu	Miroirs	Seuil (GeV)
HESS (Allemagne-France-Royaume Uni + 6 pays)	Namibie	4 (16) \times 10 m	< 100
VERITAS (USA-Irlande-Royaume Uni)	Arizona	7 \times 10 m	< 100
CANGAROO-III (Japon-Australie)	Australie	4 \times 10 m	~ 100
MAGIC (Allemagne-Espagne-Italie)	Iles Canaries	17 m	50
MACE (Inde)	Mt. Abu	2 \times 10 m	50

TAB. 1.3 – Imageurs en projet ou en construction. La valeur du seuil est la valeur annoncée par les constructeurs des instruments.

1.3.2 Les instruments de demain

Pour atteindre ses objectifs, l'astronomie γ doit aujourd'hui se doter d'instruments plus sensibles et surtout, sensibles dans la gamme critique de 1 GeV à 1 TeV. La partie basse de cette gamme, jusqu'à 10 à 50 GeV, est visée par une nouvelle génération de satellites à base de détecteurs à pistes de silicium, AGILE (2003) et GLAST (2006). Le détecteur de particules AMS, embarqué à bord de la station internationale, étudiera également le ciel γ . Le milieu de cette gamme, de 30 à 300 GeV, est le domaine de prédilection des échantillonneurs basés sur la reconversion de centrales solaires comme CELESTE, STACEE, SOLAR II et GRAAL. Le haut de cette gamme, au dessus de 50 GeV, est la cible d'une nouvelle génération d'imageurs présentée dans le tableau 1.3. Il ne faut pas oublier non plus les détecteurs de particules comme ARGO-YBG et MILAGRO (cf section 3.1.4), ni le satellite INTEGRAL, qui révolutionnera l'astronomie γ de basse énergie ($E < 10$ MeV) à partir de 2002. Le calendrier de ces expériences est donné fig. 1.8, et leur sensibilité est donnée figure 1.9.

Dans le même domaine d'investigations, il faut également mentionner l'avènement des détecteurs de neutrino de haute énergie AMANDA et ANTARES, ainsi que celui de l'observatoire de rayonnement cosmique d'ultra haute énergie AUGER [110]. Ces instruments seront idéalement placés pour répondre respectivement aux questions sur la nature des particules accélérées dans les blazars [108] et sur l'origine du rayonnement cosmique.

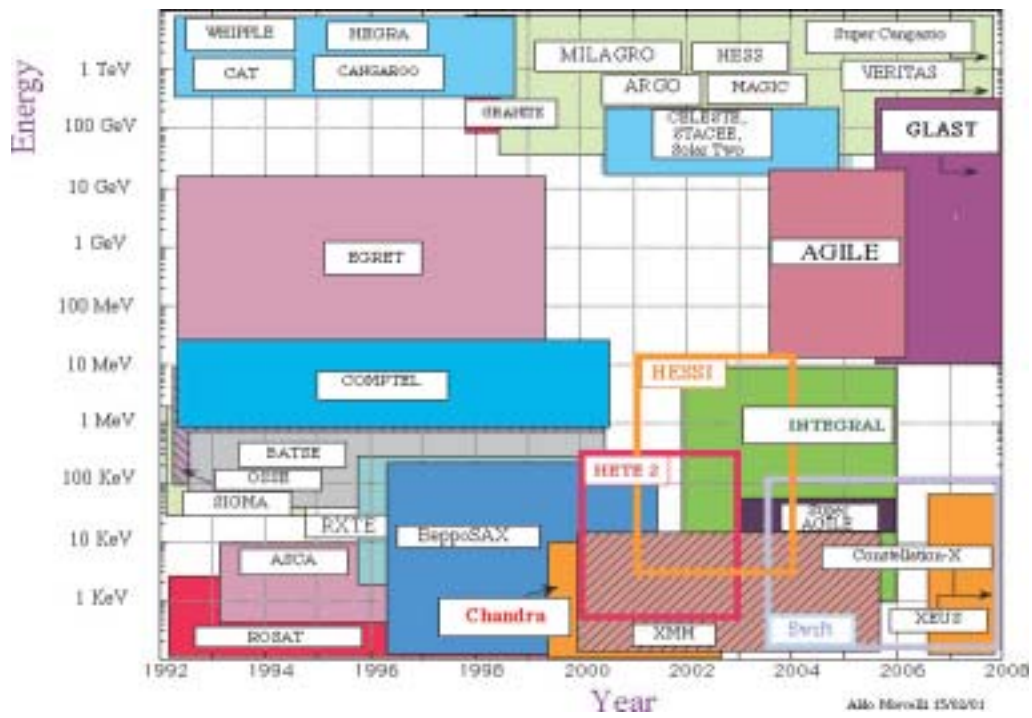


FIG. 1.8 – Calendrier de la couverture du spectre électromagnétique en astronomie γ .
Figure créée par A. Morselli (<http://www.roma2.infn.it/inf/inf/agile/welcome.html>).

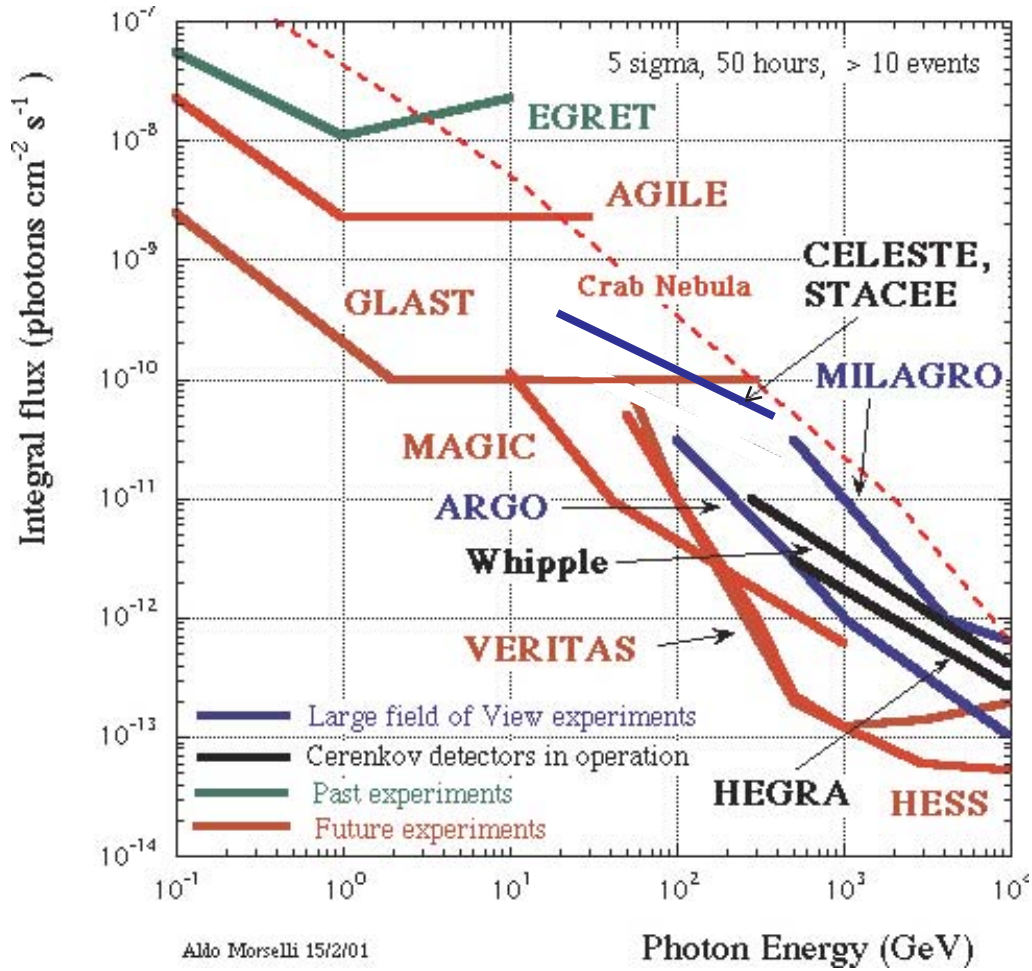


FIG. 1.9 – Sensibilité présente et future des instruments en astronomie γ . Figure créée par A. Morselli (<http://www.roma2.infn.it/inf/ agile/welcome.html>) et modifiée par l'actualisation de la courbe concernant CELESTE, qui a été élevée d'un facteur 2.7.

Chapitre 2

Les noyaux actifs de galaxie et les blazars

Les noyaux actifs de galaxie sont les objets les plus lumineux de l'Univers : ils peuvent émettre jusqu'à l'équivalent de 10000 galaxies normales, soit 10^{14} Soleils. Leur étude est intéressante à plusieurs titres : en tant que laboratoires pour l'étude des conditions physiques extrêmes et en tant qu'étape de la vie des galaxies. De plus, du fait de leur luminosité, ce sont les objets les plus lointains qu'on puisse observer dans l'Univers. L'étude de l'absorption du rayonnement qu'ils émettent le long de la distance qui nous en sépare permet de sonder le milieu intergalactique et même de mettre à l'épreuve les lois de la physique.

2.1 Découverte et propriétés des noyaux actifs de galaxie

2.1.1 Découverte des galaxies actives

En 1943, l'étudiant K. Seyfert répertoria des galaxies dont le noyau, très bleu, émettait la moitié de la puissance optique. Ces galaxies représentent environ 2% des galaxies spirales ou elliptiques [61]. Parallèlement, les années 50 apportèrent la découverte de la première radiogalaxie, Cygnus A. Mais ce n'est que dans les années 60, avec la découverte des quasars (*quasi stellar objects*), que démarra vraiment la recherche sur les galaxies actives.

Les quasars furent découverts lors de travaux visant à identifier le tiers des sources du catalogue radio 3C (3^e catalogue de Cambridge), achevé en 1959, dont les boîtes d'erreur ne se trouvaient pas dans l'alignement des émetteurs radio connues à l'époque que sont les restes de supernovae, les nébuleuses ionisées et les radiogalaxies. Ces sources furent associées une à une avec des astres ponctuels (d'où leur nom) très bleus présentant des raies d'émission inhabituelles.

L'étude de ces raies révéla qu'elles provenaient en fait des transitions de l'hydrogène ionisé, affectées d'un décalage vers le rouge jamais observé auparavant : 16 % pour le premier quasar découvert, 3C273, et 37 % pour le second, 3C48. D'autre part, l'observation

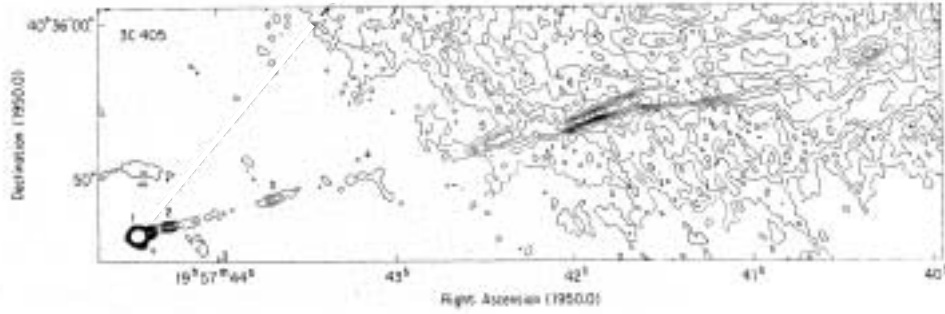


FIG. 2.1 – Jets radio observés sur le quasar Cygnus A (3C405). Cette figure est tirée de [64].

de ces objets révéla une variabilité optique et radio tout d’abord à l’échelle de quelques mois, puis de quelques heures, ce qui imposa des contraintes très fortes sur leur dimension : leur diamètre ne devait pas excéder celui du Système Solaire ! La combinaison de ces observations remet en cause un moment l’hypothèse de l’expansion de l’Univers, aucun moyen n’ayant été imaginé à l’époque pour produire la quantité d’énergie requise pour émettre le flux observé à l’intérieur d’un diamètre si compact, si on le supposait isotrope (10^{44} à $10^{50} \text{ erg.s}^{-1}$). L’observation de jets radio superluminiques provenant de certains de ces objets, comme 3C279, vint alimenter leur mystère.

Dans les années 70, des lobes radio d’une dimension pouvant atteindre le Mpc furent découverts autour des quasars, les rapprochant des radiogalaxies. Plus tard, grâce aux mesures du VLBI (Very Long Baseline Interferometry), ces lobes apparurent connectés aux noyaux des galaxies hôtes par des jets de matière très fins (fig. 2.1). On réalisa également que les quasars présentaient des similitudes dans toutes les longueurs d’onde avec les galaxies de Seyfert. Le concept de noyaux actifs de galaxie était né. Dans les années 90, le satellite EGRET et les détecteurs γ au sol (cf chapitre 1) révélèrent les propriétés des plus extrêmes de ces objets, les BL Lac (cf section 2.2).

La distribution du décalage vers le rouge des noyaux actifs de galaxie nous informe que ces objets existaient davantage dans le passé qu’ils n’existent à l’heure actuelle. Ils existent donc probablement pendant une étape limitée de la vie des galaxies.

2.1.2 Le modèle unifié des noyaux actifs de galaxie

La quête la plus passionnante à propos des noyaux actifs de galaxie fut de déterminer la nature des réactions capables de produire une telle énergie dans un diamètre si réduit. L’hypothèse d’un trou noir supermassif s’est imposée car la chute de matière dans un

trou noir permet de convertir jusqu'à 50% de la masse en énergie, ce qui est le meilleur rendement qu'on puisse envisager dans un objet astrophysique. En effet, lorsqu'une masse m de matière tombe dans un trou noir de masse M et de rayon de Schwarzschild $R_S = \frac{2GM}{c^2}$, l'énergie gravitationnelle qu'elle perd vaut :

$$E = \frac{GMm}{R_S} = \frac{1}{2}mc^2 \quad (2.1)$$

S'il existe une structure comme par exemple un disque d'accrétion où la chute de la matière est freinée par frottement, cette énergie peut être convertie en rayonnement avec une efficacité de l'ordre de plusieurs dizaines de %. Une telle efficacité suppose toutefois le trou noir en rotation, car dans le cas d'un trou noir statique le rayonnement est piégé en deçà de $3 R_S$ seulement [62]. Deux observations sont venues corroborer l'hypothèse du trou noir supermassif.

La première provient du rapport entre la dimension R déduite des mesures de variabilité et la masse M correspondant à la luminosité d'Eddington L_{edd} observée. Si l'on suppose que l'objet est, à l'instar des étoiles, en équilibre stationnaire entre pression de radiation et pression gravitationnelle, on a :

$$\frac{\sigma_T L_{edd}}{4\pi R^2 c} \simeq \frac{GMm}{R^2} \quad (2.2)$$

où m est la masse du proton, G la constante de gravitation, c la vitesse de la lumière et σ_T la section efficace de Thomson, la pression de radiation s'exerçant sur les électrons du plasma et la gravité, sur les protons. La masse correspondant à la luminosité d'Eddington observée pour les noyaux actifs de galaxie est de l'ordre de $10^9 M_\odot$. Le rayon de Schwarzschild correspondant à une telle masse est de l'ordre de la dimension du Système Solaire, ce qui est compatible avec la variabilité observée.

La seconde provient de l'estimation de la durée de vie des quasars, obtenue à partir de la dimension des lobes de matière éjectée et de leur comptage. Cette durée valant 10^7 à 10^8 ans, et l'énergie émise par les quasars correspondant à $\sim 10 M_\odot/an$ en supposant un taux de conversion de la masse en énergie de 10%, on peut calculer que la masse que le trou noir a dû accrêter pendant sa vie est de $\sim 10^9 M_\odot$. Comme on vient de le voir, le rayon de Schwarzschild correspondant à une telle masse permet d'expliquer la variabilité observée.

Comment l'idée du trou noir supermassif peut-elle s'accorder avec la diversité des galaxies actives qu'on observe ? On distingue en effet :

- les galaxies de Seyfert, de type I ou II selon qu'elles présentent des raies d'émission optiques larges ou non ;
- les quasars à émission radio faible ($\Phi < 1 Jy$ à 5 GHz), qui constituent 90% des quasars ;
- les radiogalaxies présentant des raies étroites en optique, dites galaxies de Fanaroff-Riley ;

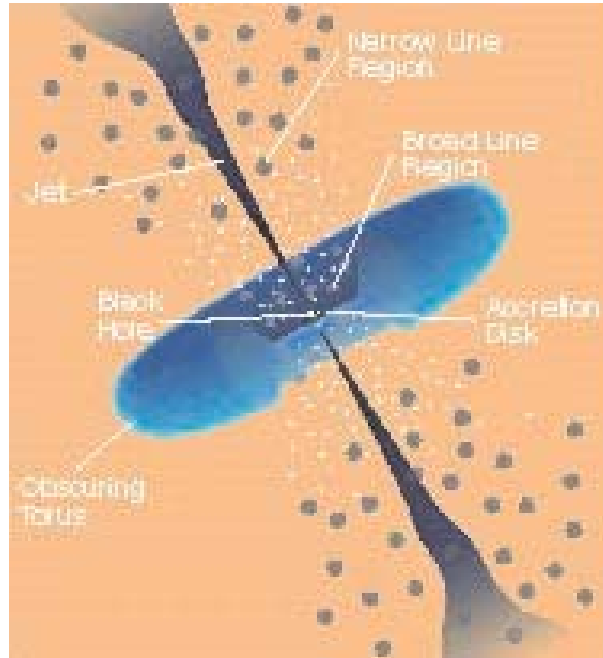


FIG. 2.2 – Schéma d'un noyau actif de galaxie selon le paradigme actuel.

- les radiogalaxies à raies optiques larges, qui peuvent présenter des spectres radio différents (SSRQ et FSRQ, comme Steep et Flat Spectrum Radio Quasar respectivement) ;
- les blazars, qui ressemblent aux FSRQ mais avec des raies d'émission faibles et une intensité fortement variable dans tout le spectre électromagnétique.

Depuis une dizaine d'années, un modèle permettant d'expliquer les points communs et les disparités entre ces différents types de galaxies actives s'est développé [68]. Ce modèle, schématisé sur les figures 2.2 et 2.3, explique leurs différentes propriétés de la façon suivante :

- l'émission thermique X molle, UV et visible provient d'un disque d'accrétion ;
- l'émission thermique IR provient d'un tore de poussière situé à $\sim 100 pc$ du trou noir central ;
- l'émission des raies visibles provient de nuages de gaz ionisé situés d'autant plus près du trou noir central qu'elles sont larges (ces raies étant élargies par effet Doppler), et d'autant plus loin qu'elles sont étroites ;
- les jets, constitués de particules relativistes qui s'échappent du disque d'accrétion et qui sont collimées et accélérées par l'intermédiaire d'un champ magnétique (cf section 2.2.3), sont le siège d'émission synchrotron dans les domaines radio à X et Compton inverse dans le domaine γ (cf section 3.1.2) ;

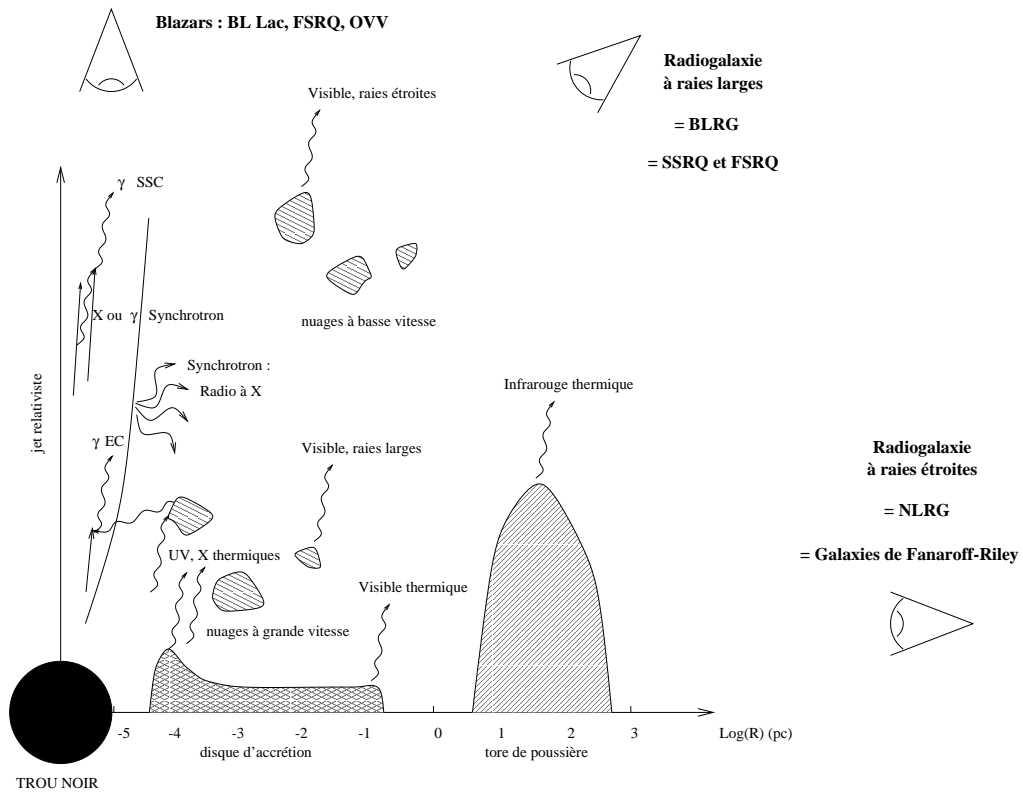


FIG. 2.3 – Schéma de l'émission multi-longueurs d'onde d'un noyau actif de galaxie.

- une couronne de gaz ionisé chauffée magnétiquement et accoustiquement, à l’instar de la couronne solaire, complète l’émission en X.

Les propriétés des différents types de galaxies actives peuvent s’expliquer, d’après ce modèle, en variant trois paramètres : l’angle de vue sous lequel on observe l’objet, le taux d’accrétion du trou noir central et la présence ou non de jets.

Dans les galaxies de Seyfert, 100 fois moins brillantes que les quasars, le taux d’accrétion est faible. Le type de ces galaxies, I ou II selon qu’on y observe des raies larges ou non, s’explique par l’orientation du tore de poussière par rapport à nous, qui dans le premier cas nous cache la région centrale ou le gaz ionisé émetteur est chaud. On n’observe pas de jet dans ces galaxies.

Dans le cas des radiogalaxies, la largeur des raies d’émission s’explique de la même manière. Enfin, le cas particulier où un des jets est orienté vers nous correspond à la catégorie des blazars. Cette seule hypothèse permet d’expliquer à la fois les propriétés spectrales de ces objets, leur variabilité rapide, le fait qu’on y voit souvent un seul jet (celui qui est orienté vers nous), ainsi que la vitesse parfois superluminiques de ce jet. Ces propriétés seront vues plus en détail dans la section suivante.

Différentes observations sont venues étayer ce modèle ces dernières années. La mesure de la vitesse des nuages ionisés orbitant autour des trous noirs centraux confirme que leur masse est de l’ordre de $10^9 M_{\odot}$. Le télescope spatial Hubble a d’autre part réussi à résoudre un tore de poussière (fig. 2.4). Cependant toutes les propriétés des noyaux actifs de galaxie sont loin d’être comprises, différents ingrédients liés à l’évolution des galaxies, comme la formation d’étoile, pouvant entrer en jeu à des degrés divers.

2.2 Les BL Lac

Les blazars sont les noyaux actifs de galaxie qui présentent, comme leur nom l’indique (to blaze : flamber), une variabilité d’éclat très importante et très rapide. Une partie des blazars s’apparente aux FSRQ (cf section précédente). Ceux d’entre eux qui ne présente pas ou presque pas de raies d’émission sont quant à eux nommés “objets de type BL Lac” (BL Lac), d’après la première de ces sources qui fut découverte : BL Lacertae. Ces objets sont les seuls noyaux actifs de galaxie détectés en rayonnement γ de haute énergie, aussi nous concentreront nous sur eux.

2.2.1 Caractéristiques générales

Une étude systématique des galaxies hôtes en imagerie optique [123] fit ressortir que ces galaxies sont pour la plupart elliptiques et plus lumineuses que les galaxies “normales”.

La particularité principale des blazars est leur émission de rayonnement sur ~ 15 décades du spectre électromagnétique. Leur spectre en énergie se caractérise essentiellement par deux bosses centrées l’une dans le domaine UV à γ de basse énergie, et l’autre dans le domaine γ de haute à très haute énergie (fig. 2.5). Chacune de ces deux bosses rayonne

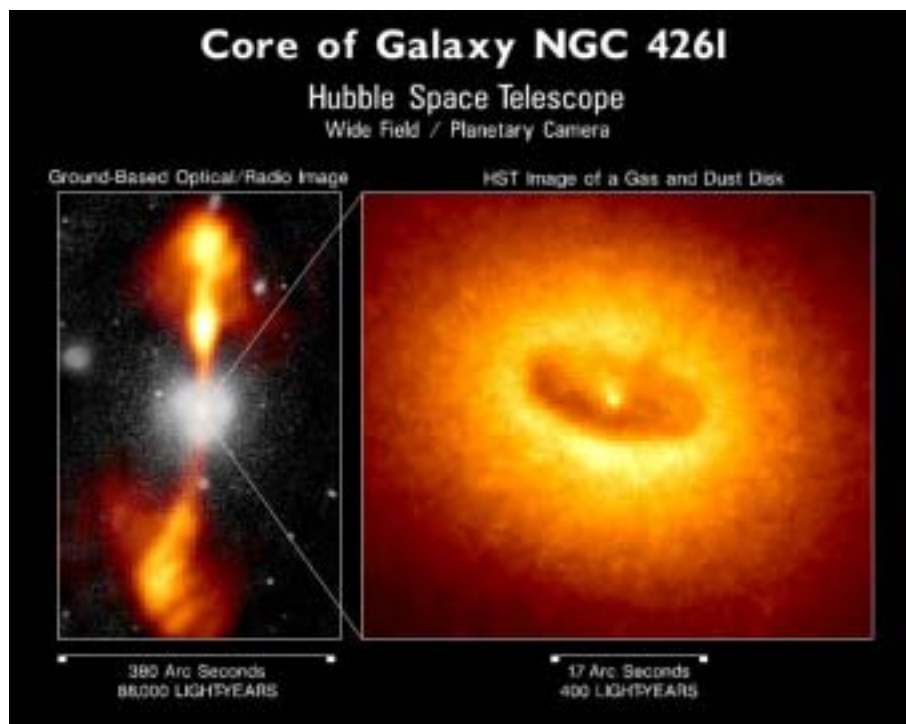


FIG. 2.4 – Lobes et disque de poussière du noyau actif de galaxie NGC 4261.

environ la moitié de la puissance totale de ces objets. Leur compréhension réside donc dans leur observation multi-longueur d’onde, si possible simultanée étant donnée leur variabilité.

Selon les modèles couramment admis, la première bosse du spectre en énergie correspond au rayonnement synchrotron des particules relativistes du jet orienté vers nous, et la seconde au rayonnement Compton inverse de ces mêmes particules sur les photons synchrotrons et/ou des photons d’origine externe au jet (fig. 2.3). Ces modèles seront étudiés dans la section 2.2.3.

Des compilations de données multi-longueur d’onde sur les blazars ont été mises au point pour étudier leurs propriétés d’ensemble [122], [124], [126] et [128]. Les données γ de haute énergie sont disponibles dans le 3^e catalogue d’EGRET [44] jusqu’au GeV. Ces données révèlent que les BL Lac vus par EGRET, donc ceux ayant un spectre atteignant les hautes énergies, sont plus proches de nous et intrinsèquement moins lumineux que les FSRQ [63]. Côté hautes énergies seulement, la compilation de spectres multi-longueurs d’onde présentée figure 2.6 montre que les BL Lac les plus extrêmes seraient également les moins lumineux. Ce schéma dépend cependant de la sélection des lots de données, laquelle est biaisée par la sensibilité inégale des instruments dans les différents domaines de longueur d’onde.

Les blazars ont, fut un temps, été classés en fonction du domaine de longueur d’onde où ils étaient découverts. Ils furent nommés “RBL” ou “XBL”, comme *Radio* ou *X-ray Selected BL Lac objects*, selon qu’ils étaient découverts en radio ou en X. Plus tard cette dénomination laissa place à la dichotomie “LBL”/“HBL”, comme *Low* ou *High Energy BL Lac object*, plus physique que la première. Il y eut plusieurs années un “trou” dans la distribution en énergie des blazars connus, situé entre les LBL et les HBL. On sait aujourd’hui que ce trou était dû à un biais observationnel lié à la sensibilité des instruments disponibles et non pas à une différence au niveau des processus physiques en jeu dans ces objets [126].

Les BL Lac les plus extrêmes sont révélés par leur observation au TeV par les instruments au sol. Néanmoins ces instruments, disposant aujourd’hui d’un champ de vue et d’une sensibilité limitée, doivent sélectionner leurs cibles ; ils ne peuvent pas établir de cartographie du ciel. Ils se sont donc concentrés sur des objets choisis à partir de leurs caractéristiques dans les autres domaines de longueur d’onde : par exemple, sur ceux présentant les spectres les plus décalés vers les hautes énergies tout en ayant une luminosité suffisante, ainsi qu’un décalage vers le rouge pas trop grand à cause de l’absorption par le fond diffus IR (cf fig. 1.6).

Il est intéressant de localiser les BL Lac détectés au TeV dans l’espace des phases (flux radio, flux X) (fig. 2.7). On constate qu’aujourd’hui ces objets sont tout simplement les plus brillants et en radio, et en X, et que ceux d’entre eux dont la détection est la plus avérée (Mrk421 et Mrk501) sont les plus lumineux de ces derniers. Cet état de fait est naturellement biaisé par la moins bonne sensibilité des instruments actuels au TeV qu’en X et en radio et par la stratégie de choix des observations décrite dans le paragraphe précédent.

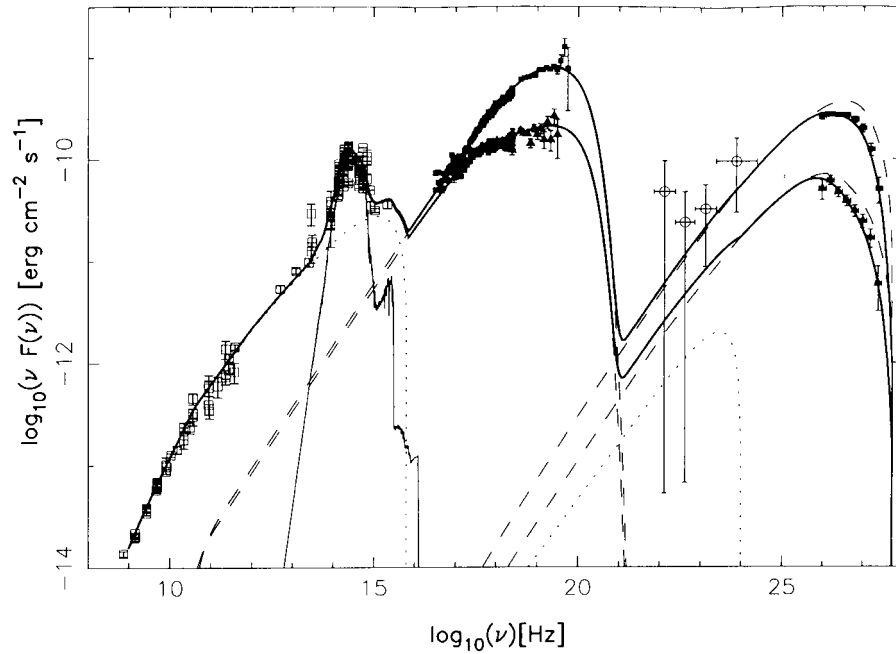


FIG. 2.5 – Spectre de Mrk501 du domaine radio jusqu'au TeV, tiré de [102]. Les triangles et les carrés pleins montrent respectivement les données simultanées de BeppoSAX et de CAT en Avril 1997. Les cercles montrent les résultats de la première détection de Mrk501 par EGRET en Mars 1996. Les carrés vides donnent des mesures non simultanées issues de la littérature. Les lignes pleines épaisses donnent un ajustement de l'émission multi-longueurs d'onde de la source pour deux périodes d'activité différentes, et les lignes tiretées correspondent à son émission SSC sans absorption par le fond IR. On distingue bien les composantes Synchrotron (au milieu) et Compton (à droite) de cette émission. La petite bosse de gauche, soulignée par la ligne pleine fine, correspond à l'émission de la galaxie hôte.

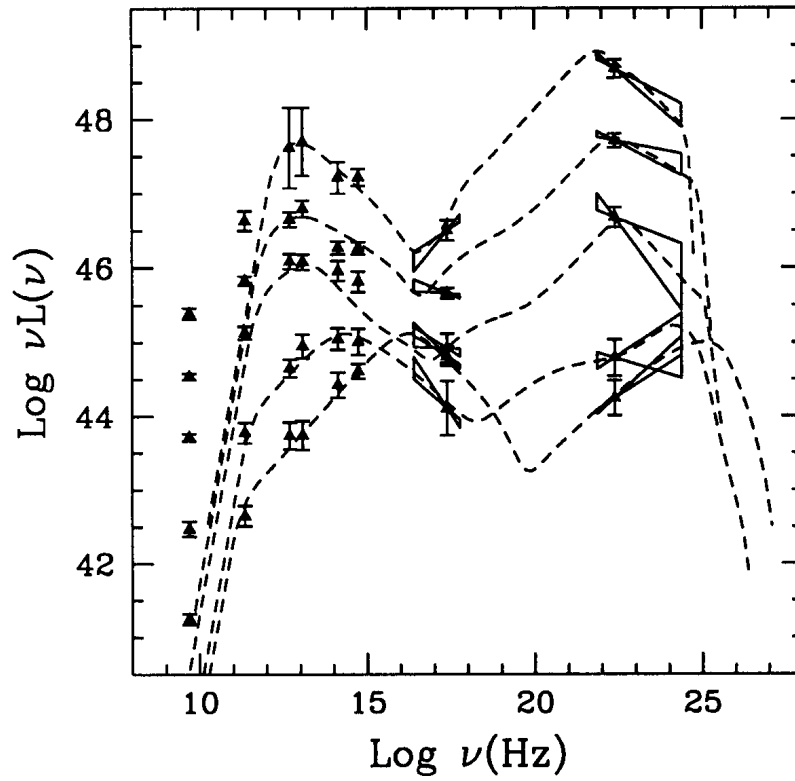


FIG. 2.6 – Distributions spectrales obtenues sur un lot de 51 blazars divisé en 5 groupes selon leur émission radio. Les courbes en tirets correspondent à des modèles SSC (cf section 2.2.3) ajustés sur ces 5 lots. Cette figure est tirée de [88].

On pourrait également définir les BL Lacs les plus extrêmes par la position du maximum de la première bosse de leur spectre E_{Sy} , la composante synchrotron. Le satellite Beppo-SAX, sensible entre 0.1 et 50 keV, est particulièrement bien adapté à cette étude. D'après ses observations, les BL Lacs les plus extrêmes en X sont Mrk501 [70] ($z=0.034$, $E_{Sy} > 1\text{keV}$ en état stationnaire et $E_{Sy} > 100\text{keV}$ pendant un sursaut), 1ES2344+51.4 [100] ($z=0.044$, $E_{Sy} > 10\text{keV}$ pendant un sursaut) et 1ES1426+42.8 [93] ($z=0.129$, $E_{Sy} > 100\text{keV}$ à l'état stationnaire).

2.2.2 Caractéristiques des BL Lac extrêmes

Les BL Lac extrêmes sont particulièrement intéressants à plusieurs titres : ils sont susceptibles d'être le siège de l'accélération du rayonnement cosmique au TeV et permettent de sonder le fond cosmique IR (fig. 1.7, [58]).

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, le nombre de blazars détectés au GeV par EGRET s'élève à ~ 70 alors que seule une poignée d'entre eux a été détectée au TeV par les instruments au sol. Parmi ceux-ci, deux - les plus brillants - sortent du lot par la qualité et la quantité des données acquises à leur sujet : Mrk421 et Mrk501. Ces deux objets sont donc les pierres de Rosette de la physique des BL Lac extrêmes. Les observations au TeV d'autres BL Lac par des instruments qui ont fait leurs preuves se sont soldées par des non-détectations [38] [125], ou par des détections ponctuelles comme dans le cas d'1ES 2344+51.4 [99]. Etudions d'un peu plus près Mrk421 et Mrk501¹.

Mrk421

Mrk421 a été détecté par EGRET [142], puis au TeV par Whipple en 1992 [65]. Il s'agit de la première source extragalactique détectée au TeV. Elle fut par la suite détectée aussi par HEGRA [143], par CAT [35] et récemment par STACEE [79].

Le comportement de l'émission de cette source se caractérise par une succession de sursauts dans toutes les longueurs d'onde superposée à un niveau constant à la sensibilité des instruments près. Les informations scientifiques les plus intéressantes recueillies sur cette source correspondent aux campagnes d'observation multi-longueurs d'onde qui eurent la chance d'observer des sursauts, comme par exemple les campagnes impliquant BeppoSax et Whipple [73] [77], CAT et RXTE [35] [38], ou plus récemment HEGRA et RXTE [78]. Dans tous les cas, les sursauts sont simultanés en X et au TeV et sont corrélés à un déplacement du spectre vers les hautes énergies.

En radio, les observations menées par le VLBI entre 1994 et 1997 révélèrent des jets subluminiques dont la vitesse mesurée était compatible avec 0 [74] [76]. Cette apparente vitesse nulle est compatible avec des vitesses relativistes si l'angle que forme le jet avec

¹Le sigle Mrk signifie Markarian. La catalogue de Markarian, publié de 1967 à 1981, contient ~ 1500 objets sélectionnés par la présence d'un continuum en UV [141]. Ces objets sont majoritairement des galaxies.

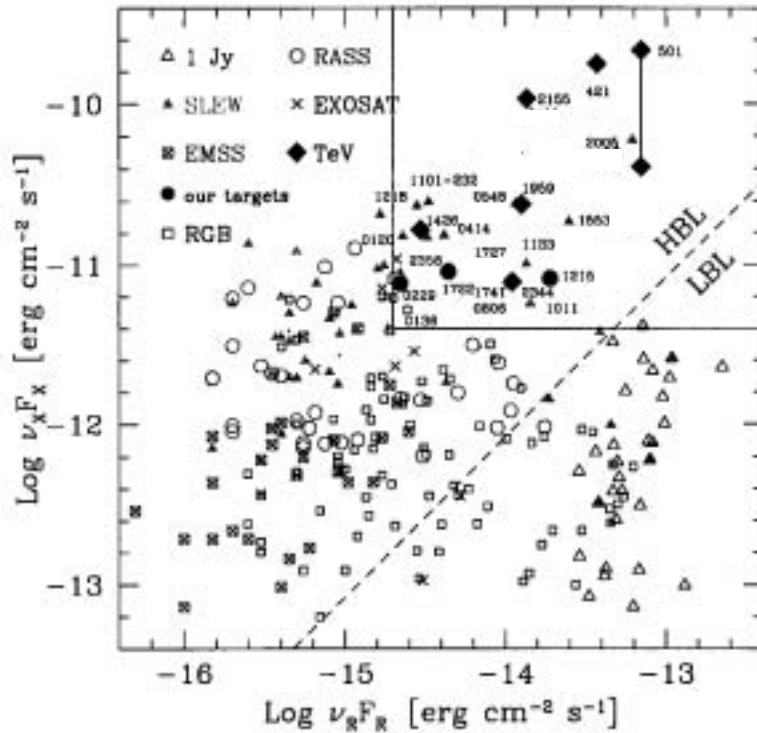


FIG. 2.7 – Distribution des BL Lacs provenant de différents catalogues dans l'espace des phases (flux radio à 5 GHz, flux X à 1 keV). Cette figure montre où se trouve la distinction HBL/LBL. Il est intéressant de constater que chaque catalogue, en raison de la sensibilité des instruments sur lesquels il est basé, ne contient qu'une région de cet espace des phases. Les BL Lac détectés au TeV sont, à l'heure actuelle, les plus brillants dans les deux domaines de longueur d'onde qui servent ici d'axe. Merci à L. Costamante pour ce graphique qui figure dans une proposition d'observation BeppoSAX.

la direction source-observateur est suffisamment petit. Une corrélation entre l'intensité et la polarisation de l'émission radio du coeur VLBI de l'objet et son activité au TeV a été observée.

Mrk501

Mrk501 a été détecté par Whipple en 1995 [66] puis par HEGRA [144] et par CAT [145] avant d'être vu par EGRET, beaucoup plus tard, lors de réanalyses de données qui révélèrent des sursaut au GeV [69]. Des observations simultanées de Mrk501 ont eu lieu pendant un sursaut qualifié d'historique, le 16 Avril 1997, où BeppoSAX vit la composante X du spectre se déplacer de deux ordres de grandeurs vers les hautes énergies [70]. Ces observations furent multiples : CAT et BeppoSAX [38], Whipple et RXTE [82] et HEGRA, BATSE et RXTE [86] observèrent ensemble cet événement qui joua ainsi un rôle très important dans la validation de la technique Čerenkov atmosphérique. Pendant ce sursaut, le flux au TeV atteint ~ 10 fois celui de la nébuleuse du Crabe, ce qui permet à la fois d'étudier finement la réponse de ces détecteurs aux photons γ et de contraindre efficacement les modèles qui tentent de décrire l'origine de ce rayonnement.

L'observation de photons γ d'énergie supérieure à 10 TeV [130] en provenance de Mrk501 fit supposer à certains auteurs [84] que ces soit disant photons de 10 TeV soient en fait des condensats de Bose-Einstein de photons de plus basse énergie, ce qui assouplirait les contraintes posées par leur détection sur la densité du fond diffus IR. L'observation stéréoscopique par HEGRA des cascades atmosphériques engendrées par les particules en provenance de Mrk501 confirma pourtant leur nature de photons uniques [85].

2.2.3 Modélisation des jets et de l'émission γ de haute énergie

La modélisation des jets comporte plusieurs aspects : leur formation à partir de la région centrale du noyau actif de galaxie, les mécanismes d'accélération des particules à l'intérieur du jet et les mécanismes par lesquels est émis le rayonnement observé dans toutes les longueurs d'onde. Le premier aspect est de loin le plus délicat, car il est contraint par les observations de manière très indirecte. Aussi les modèles qui décrivent uniquement l'émission à haute énergie supposent-ils une population de particules relativistes sans tenir compte de l'origine des jets. Cette section ne prétend pas passer en revue tous les modèles décrivant la physique des jets dans ses différentes étapes, mais a pour but de présenter leurs ingrédients physiques principaux.

Les lobes de matière émis par les noyaux actifs de galaxie sont les plus grandes structures matérielles connexes connues dans l'Univers : leur dimension peut atteindre l'ordre du Mpc. Dans les années 70, on fit appel pour comprendre ces structures à des sources de plasma indépendantes de l'objet central éjectées par catapultage gravitationnel. Ce type de modèle est aujourd'hui oublié, bien qu'il puisse encore expliquer certains objets [96].

Les modèles actuels de la formation des jets font appel à une préaccélération des électrons et positons de la couronne de l'objet central par effet Compton du flux de photons

anisotrope émis par le disque d'accrétion jusqu'à $\gamma \simeq 2$. Cet effet est nommé "fusée Compton" [95]. Ces particules préaccélérées sont ensuite collimées et réaccélérées en un jet par l'action combinée des composantes radiales et azimutales du champ magnétique de l'ensemble disque + couronne, la composante azimutale provenant de la rotation différentielle de ces deux éléments. Au bilan, ce processus tire son énergie d'un transfert de moment angulaire du disque d'accrétion vers la couronne opéré par l'action du champ magnétique [75].

La structure du champ magnétique peut être mesuré dans les jets et les lobes par la polarisation et l'intensité de leur rayonnement radio, en supposant qu'il y a équipartition entre l'énergie du champ magnétique et celle des particules relativistes rayonnantes, cette hypothèse étant satisfaisante car elle minimise l'énergie requise pour l'émission radio observée [97]. Une étude détaillée des jets, de leur formation et de leurs propriétés magnétiques est réalisée dans [64].

Dans la plupart des modèles actuels, l'émission du rayonnement de haute énergie a lieu dans des régions particulières du jet où des ondes de choc entre deux milieux de vitesses différentes accélèrent des particules chargées par le processus de Fermi jusqu'au vitesses ultrarelativistes requises. Le processus de Fermi, qui permet d'accélérer des particules chargées en invoquant simplement leur mouvement stochastique de part et d'autre d'une onde de choc, est expliqué en détail dans [9], p. 35. Il est également responsable de l'accélération des particules dans les restes de supernovae et les plérions.

Les différents modèles de jets s'accordent tous sur le fait que ceux-ci sont relativistes. Cela permet d'expliquer à la fois les intensités, les énergies et les variabilités observées, leur explication sans faire appel à de telles vitesses étant difficile du fait d'une densité de photons si élevée qu'elle s'auto-absorberait par création de paires.

L'effet Doppler relativiste s'écrit :

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \vartheta)} \quad (2.3)$$

γ étant le facteur de Lorentz du jet, $\beta = v/c$ et ϑ l'angle sous lequel on voit le jet. Cet effet a pour conséquences, si l'on regarde le jet de face et qu'on suppose ponctuelle la zone d'émission du rayonnement :

- sur les fréquences observées : $\nu = \delta \nu'$
- sur les angles solides observés : $d\Omega = \delta^2 d\Omega'$
- sur l'intensité différentielle observée : $I_\nu(\nu) = \delta^3 I'_{\nu'}(\nu')$, un facteur δ provenant de la dilatation du temps et un facteur δ^2 de la contraction de l'angle solide
- sur l'indice spectral observé, si l'on suppose $I'_{\nu'}(\nu')$ isotrope dans le référentiel comobile :

$$F'_{\nu'} \propto (\nu')^{-\alpha} \rightarrow F_\nu(\nu) = \delta^{3+\alpha} F'_{\nu'}(\nu') \quad (2.4)$$

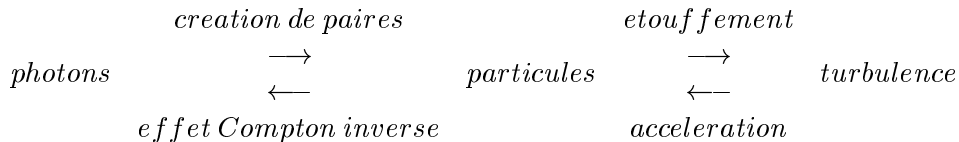
- sur le flux intégré sur une large bande de fréquences : $F = \delta^4 F'$
- sur le degré de variabilité : $\frac{\Delta F}{\Delta t} = \delta^5 \frac{\Delta F'}{\Delta t'}$

Si l'on suppose maintenant que la zone d'émission du rayonnement est un volume du jet, la contraction relativiste des longueurs diminuent de 1 les puissances de δ dans ces équations. δ peut être estimé à partir du rapport entre la luminosité issue du jet, affectée par ce paramètre, et celle de la partie externe du jet [68]. La luminosité des jets et leur variabilité dépend de l'angle sous lequel on les voit de façon très sensible. L'effet Doppler relativiste a aussi pour conséquence de nous faire paraître les jets radio plus courbés qu'ils ne le sont dans leur référentiel propre [97].

Les modèles de jets diffèrent par la nature des particules ultrarelativistes à l'origine du rayonnement X et γ , et sur la nature des ondes de chocs où a lieu l'accélération. La contrainte la plus sévère sur ces paramètres est la variabilité de l'ordre de l'heure observée sur Mrk421, Mrk501 et 1ES2344+51.4 [38, 75, 77, 100].

Les particules peuvent être soit des paires (e^+, e^-) soit des protons. Dans le premier cas, le temps de refroidissement des particules par effet Synchrotron est suffisamment petit pour expliquer la variabilité observée sans invoquer de géométrie particulière pour la zone d'émission. Les zones de chocs où a lieu l'accélération de Fermi peuvent alors être soit des ondes d'Alfvén² situées à la limite entre un jet "interne" et un jet "externe", en invoquant un jet à deux composantes, soit les zones frontières entre des "blobs" de plasma [94] animés de vitesses propres différentes de celle du jet.

L'origine de la variabilité de l'émission à haute énergie peut s'expliquer par des instabilités non linéaires présentes dans les chocs de plasma relativiste, qui chauffent ce dernier puis s'étouffent d'elles-mêmes [91]. La non linéarité de la physique de ces chocs peut se résumer de la façon suivante [95], chaque flèche symbolisant l'action d'un élément du système physique sur un autre :



La forte variabilité observée peut aussi s'expliquer par une géométrie particulière du choc, schématisée fig. 2.8 [71]. Dans ce cas, elle est due à l'empilement des photons émis au cours du déplacement et de la croissance d'une bulle de plasma à l'intérieur du jet dans la direction de l'observateur. Cet empilement, du au fait que les particules sont relativistes, est similaire à celui qui se produit dans les flashes Čerenkov atmosphériques.

Les modèles impliquant des protons ultrarelativistes pour expliquer l'émission γ de haute énergie des jets ont plus de mal à retrouver la variabilité observée que leurs homologues utilisant des électrons, le temps caractéristique de refroidissement des protons par effet synchrotron étant trop grand. Ces modèles sont dits "PIC" comme *Proton Induced Cascades* [67]. Néanmoins il est possible de reproduire la variabilité en évoquant des collisions entre le jet et des nuages de la zone à raies larges [89]. L'observation de photons γ

²Les ondes d'Alfvén sont le résultat du couplage des ondes électromagnétiques et acoustiques se propageant dans un plasma.

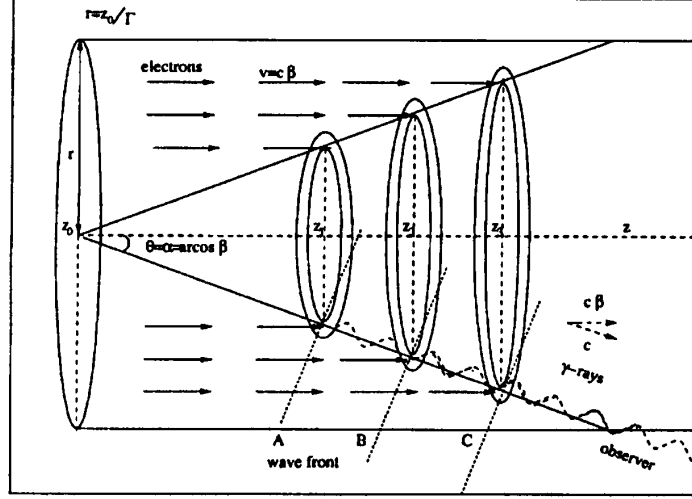


FIG. 2.8 – Géométrie possible de la zone d'accélération des particules et d'émission des photons γ dans le jet d'un noyau actif de galaxie. Cette figure est tirée de [71].

d'énergie > 20 TeV conforterait ce modèle car les électrons sont très vite refroidis à cette énergie-là. L'observation de neutrinos de haute énergie en provenance des noyaux actifs de galaxie démontrerait sa validité, car ceux-ci seraient produits en quantité détectable dans les cascades hadroniques produites par les protons ultrarelativistes [90]. Les télescopes de neutrinos de la prochaine génération (AMANDA, ANTARES) les rechercheront.

A l'heure actuelle, les modèles impliquant des paires (e^+ , e^-) uniquement suffisent à expliquer ce qu'on observe. Des études récentes sur la polarisation radio des jets de 3C279 et de 3 autres sources y démontrent la présence d'un plasma (e^+ , e^-) [101]. Ces modèles expliquent l'émission X par le rayonnement synchrotron de ces particules et l'émission de haute énergie par effet Compton inverse de ces mêmes particules sur :

- les photons synchrotrons qu'elles ont émis, on parle alors de modèles "SSC" comme *Synchrotron Self Compton* ;
- des photons extérieurs au jet comme par exemple les photons issus du disque d'accrétion rétrodiffusés sur les nuages de la région à raies larges. On parle alors de modèles "EC" comme *External Compton*.

Ces deux modèles peuvent en principe se différencier observationnellement par la corrélation entre les luminosités X L_X et γ de haute énergie L_C qu'ils engendrent. Dans le modèle EC, $L_C \propto L_X$ alors que dans le modèle SSC, la densité des photons cibles étant proportionnelle à la densité des particules accélérées qui les ont émis, on a $L_C \propto L_X^2$. On distingue deux types de modèles SSC : les modèles homogènes et inhomogènes [78], selon que les composantes synchrotron et Compton inverse que l'on observe à un instant donné ont été émises dans la même zone du jet et au même instant propre ou non. Par

exemple, le modèle présenté dans [71] (fig. 2.8) est inhomogène. Dans le cas de Mrk501, la meilleure description des spectres en énergie des BL Lac est obtenue en mélangeant ces deux modèles.

Ces modèles, en adaptant leurs ingrédients principaux que sont :

- le champ magnétique B ,
- la densité des photons d’origine extérieure au jet dans le cas EC,
- le facteur Doppler relativiste de ce blob δ_b ,
- la dimension du “blob” R_b à la frontière duquel a lieu l’émission, contrainte par causalité à :

$$R_b \leq \delta_b c \Delta t_{obs} \quad (2.5)$$

Δt_{obs} étant la durée de la variabilité observée,

- la distribution en énergie de la densité des électrons relativistes injectés, souvent écrite sous la forme :

$$N(\gamma) = K \gamma^{-n_1} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_c}\right)^{n_1-n_2} \quad (2.6)$$

ou bien sous la forme

$$\begin{aligned} N(\gamma) &= K_1 \gamma^{-n_1}, \quad \gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_b \\ N(\gamma) &= K_2 \gamma^{-n_2}, \quad \gamma_b \leq \gamma \leq \gamma_c \end{aligned} \quad (2.7)$$

- et l’intensité de l’absorption par le fond IR,

réussissent toujours à expliquer les spectres observés. Ces modèles sont détaillés dans [72] et [88] et leur succès est illustré fig. 2.5 [102] et fig. 2.6 [88]. Même dans le cas des BL Lac les plus étudiés que sont Mrk421 et Mrk501, le nombre d’observables manque pour déterminer tous les paramètres de ces modèles et seuls des espaces de paramètres possibles peuvent être obtenus [102].

De la compréhension des jets dépend notre réponse à la question sur l’origine du rayonnement cosmique et sur la mesure du fond diffus IR. Revenons maintenant sur Mrk421 et Mrk501, les plus étudiés des BL Lac extrêmes, à la lumière de ces modèles.

Retour sur les propriétés de Mrk421 et Mrk501

La variabilité simultanée en X et en γ de haute énergie de ces deux sources implique, selon tous les modèles, que l’émission dans ces deux domaines de longueur d’onde provient de la même population de particules relativistes, dont la densité varie au cours du temps.

Dans le cas de Mrk421, la décroissance de la composante au TeV des sursauts est plus rapide ($\leq 1h$) que celle observée en X ($\simeq 5h$) [78]. Ceci peut être interprété de plusieurs façons. Soit la densité des photons cibles décroît aussi pendant le sursaut, ce qui peut advenir aussi bien dans les modèles EC et SSC, soit la composante au TeV est émise par des particules rayonnant en synchrotron à des énergies plus élevées que ce qui a été mesuré lors de campagnes multi-longueurs d’onde [77]. La décroissance plus rapide au TeV

Référence	B(G)	δ_b	$R_b (\times 10^{15} \text{ cm})$
87	0.3-0.2	22-35	3-1
78	0.22	50	2.7
73	0.06	20	10

TAB. 2.1 – Paramètres physiques principaux de Mrk501 calculés par trois modèles SSC. L’absorption par le fond diffus IR n’est pas prise en compte.

s’expliquerait alors par le refroidissement synchrotron plus rapide de ces particules. Des mesures simultanées en X et à 50 GeV pourraient apporter un indice à ce propos.

Le spectre en énergie de Mrk421 est donné figure 2.9. Les paramètres physiques principaux des régions d’émission à haute énergie calculés à partir de trois modèles SSC sont indiqués dans le tableau 2.1. Les autres paramètres du modèle SSC sont, d’après [73] : $n_1 = 2.2$, $n_2 = 5.3$, $K = 4.10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $\gamma_b = 3.10^5$.

Le spectre en énergie de Mrk501 est donné figure 2.5. Dans le cas de cette source, le modèle SSC reproduit très bien la variabilité et les différents états de la source qui ont pu être mesurés lors des campagnes multi-longueurs d’onde. Cependant étant donnée l’énergie élevée de la composante Compton inverse, le fond diffus IR ne peut pas être négligé comme dans le cas de Mrk421 et empêche à l’heure actuelle une détermination univoque de ces paramètres. La revue de ces paramètres compilée dans [102] est donnée dans le tableau 2.3. Le modèle décrit dans cette même référence donne $n_1 = 1.8$ et $n_2 = 2.7$ quel que soit l’état de la source et l’absorption par le fond diffus IR. Les autres paramètres physiques donnés par cette référence sont donnés selon l’état de la source et la présence ou non d’absorption IR dans le tableau 2.2. On peut constater dans ce tableau que γ_c ne dépend pas de l’état de la source. Une mesure à 50 GeV permettrait de préciser ces paramètres en contraignant l’influence absorbante du champ de photons thermiques issus de la source sur les photons de haute énergie [102].

D’autre part, ces paramètres ont été obtenus en supposant que le maximum du pic Compton inverse se trouve entre 0.55 et $1.8.10^{26}$ Hz dans l’état moyen et entre 1.7 et $6.0.10^{26}$ Hz dans l’état haut. La position de ce maximum correspondant au seuil des imageurs actuels, une mesure à 50 GeV permettrait d’en affiner la localisation. Il en va de même pour Mrk421.

Selon certains auteurs [83], le flux en X et au TeV aurait une périodicité de 23 jours. Ceci est contesté car les imageurs n’observant pas pendant les périodes de pleine Lune, une période de 28 jours apparaît spontanément dans le signal. Néanmoins cette périodicité peut être interprétée par la présence au coeur de Mrk501 d’un trou noir supermassif binaire, dont les composantes seraient respectivement de l’ordre de 10^8 et $10^7 M_\odot$. Cette hypothèse est intéressante car elle permet de faire le lien entre la nature ancienne des quasars et le fait que les collisions de galaxie étaient beaucoup plus fréquentes qu’actuellement dans le passé de l’Univers. Les quasars seraient-ils le résultat de collisions de galaxies ?

	SSC				SSC + abs. IR	
	m	h1	h2	h3	m	h
R_b (10^{15} cm)	4.2	2.9	4.2	4.2	4.2	4.9
B (G)	0.2	0.2	0.15	0.2	0.15	0.15
δ_b	14	14	14	11.5	14	14
K_1 10^3 cm^{-3}	1.0	2.7	1.6	1.9	1.0	3.4
γ_b (10^5)	1.1	6.0	6.0	6.0	2.2	8.5
γ_c (10^6)	3.0	3.0	3.0	3.0	4.0	4.0

TAB. 2.2 – Paramètres physiques de différents états de Mrk501 selon le modèle SSC présenté dans [102]. Ce tableau est tiré de [102]. m signifie état moyen et hi, état haut i.

Référence	B(G)	δ_b	t_{var} (h)	Absorption IR
87	1-32	2-7	3.3	-
132	0.02	10	16	-
“	0.005	10	32	faible
102	0.2	14	1.9	-
“	0.15	14	1.9	faible
69	0.2	15	2.8	-
131	0.05	15	10	forte
133	0.1	11.5	2.5	faible
“	0.07	11.2	2.5	forte

TAB. 2.3 – Paramètres physiques principaux de l'état haut de Mrk501 calculés par différents modèles SSC. Ce tableau est tiré de [102].

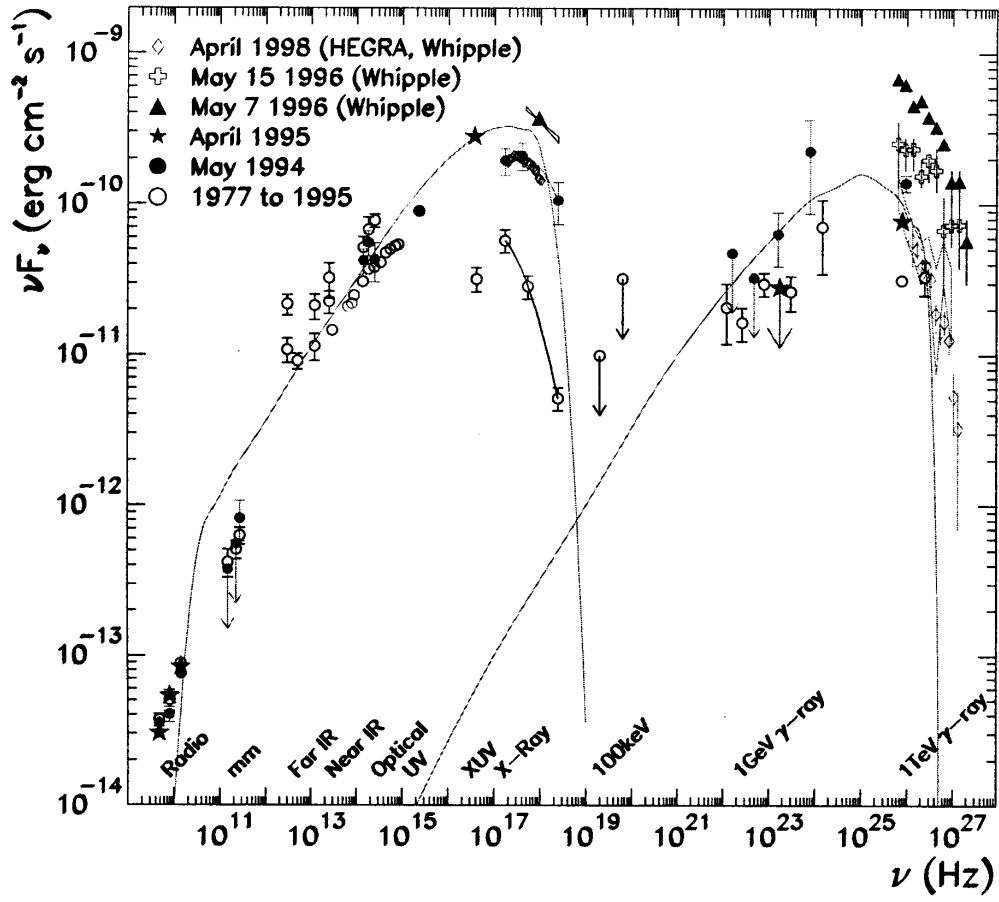


FIG. 2.9 – Spectre en énergie de Mrk421, issu de mesures non simultanées. Ce spectre est tiré de [38].

2.2.4 Motivation des observations de noyaux actifs de galaxie avec CELESTE

Les mesures entre 30 et 300 GeV peuvent permettre la détection de nouveaux BL Lac, confirmer la détection de ceux qui ont été vus une seule fois ou par une seule expérience, et approfondir notre connaissance de ceux qui sont déjà bien connus dans les autres domaines de longueur d'onde.

Détecter les sources déjà connues est une étape indispensable pour un nouvel instrument comme CELESTE. Ces sources sont la nébuleuse du Crabe, Mrk421 et Mrk501. On a vu dans la section précédente que des mesures de CELESTE pourraient affiner les modèles SSC :

- en comprenant précisément quels électrons rayonnent à haute énergie, grâce à l'observation de la composante Compton inverse correspondant à la composante synchrotron mesurée avec les satellites actuels (cas de Mrk421),
- en contraignant la densité des photons thermiques qui absorbent les photons de haute énergie autour de la source (cas de Mrk501),
- et en consolidant la mesure de la localisation du pic Compton inverse (cas des deux sources).

Cependant il serait encore plus intéressant de détecter de nouvelles sources dans notre gamme d'énergie. Le choix de nos cibles se fait en interprétant les observations réalisées dans les autres domaines de longueur d'onde et en sélectionnant les portions de ciel visibles par CELESTE en chaque saison [48]. Ces sources sont :

- 1ES2344+51.4, qui a été détectée une fois au TeV par Whipple [99] et qui montre des caractéristiques extrêmes en X [100] ;
- 3C66A, alias 1ES0219+42.8, qui a été vue variable au GeV par EGRET [127]. Son décalage vers le rouge de 0.444 en ferait une bonne sonde pour le fond diffus IR ;
- 1ES1426+42.8, récemment détectée par Whipple [146] et ayant des caractéristiques X extrêmes ;
- 1ES1959+65.0, bien que la latitude nordique de cette dernière n'en favorise pas l'observation ;
- 3EG J1222+2841, alias WCom ou ON231 ;
- RGB 0430+285, EGRET ayant vu trois γ d'énergies respectives 14.1, 15.7 et 29.2 GeV dans sa direction [147].

Source	AD	δ	z
Mrk421	11 04 27.3139	+38 12 31.799	0.031
Mrk501	16 53 52.2167	+39 45 36.609	0.033
1ES2344+51.4	23 47 04.92	+51 42 17.9	0.044
3C66A	02 22 39.6115	+43 02 07.799	0.444
1ES1426+42.8	14 28 32.5	+42 40 25	0.129
1ES1959+65.0	19 59 59.95	+65 08 54.7	0.048
ON231	12 21 31.6905	+28 13 58.500	0.102

TAB. 2.4 – Coordonnées des blazars de premier intérêt pour CELESTE, dans le système ICRS 2000.0, d’après la base de données Simbad.

Deuxième partie

CELESTE

Chapitre 3

Les cascades atmosphériques de basse énergie

L'atmosphère terrestre est le calorimètre de CELESTE : c'est dans celle-ci que les particules primaires convertissent leur énergie en lumière via des cascades de particules secondaires. L'étude des cascades atmosphériques est donc d'une importance cruciale pour la conception et la compréhension d'un télescope γ au sol comme CELESTE. Tel est le but de ce chapitre, dans lequel l'étude des cascades atmosphériques va permettre de comprendre et de calculer les contraintes fondamentales imposées par la nature pour détecter les photons γ cosmiques de 30 GeV. L'accent sera mis sur les distinctions qui existent entre les cascades initiées par les photons γ et celles, beaucoup plus nombreuses, initiées par des particules hadroniques comme les protons ou les noyaux du rayonnement cosmique.

3.1 Le développement des cascades atmosphériques

3.1.1 Mesure directe du rayonnement cosmique

Nous nous intéresserons dans ce chapitre aux particules d'énergie supérieure à quelques GeV, c'est à dire à celles dont le rayon de Larmor dans la magnétosphère terrestre est suffisamment grand pour parvenir jusqu'à l'atmosphère aux latitudes moyennes.

Des mesures directes, à l'aide de détecteurs de particules embarqués à bord de ballons stratosphériques, de satellites ou de sondes interplanétaires, ont permis ces dernières décennies de mesurer la composition, le spectre et la répartition spatiale du rayonnement cosmique jusqu'à environ 100 TeV. La figure 3.1 [1] montre le spectre en énergie des protons et des noyaux d'hélium obtenu par les expériences de type ballon ces dernières années.

La figure 3.1 montre à partir d'environ 10 GeV un spectre en loi de puissance décroissante d'indice compris entre 2.7 et 2.8. Le flux des particules cosmiques décroît donc rapidement avec l'énergie et le mesurer avec des instruments embarqués, de surface de

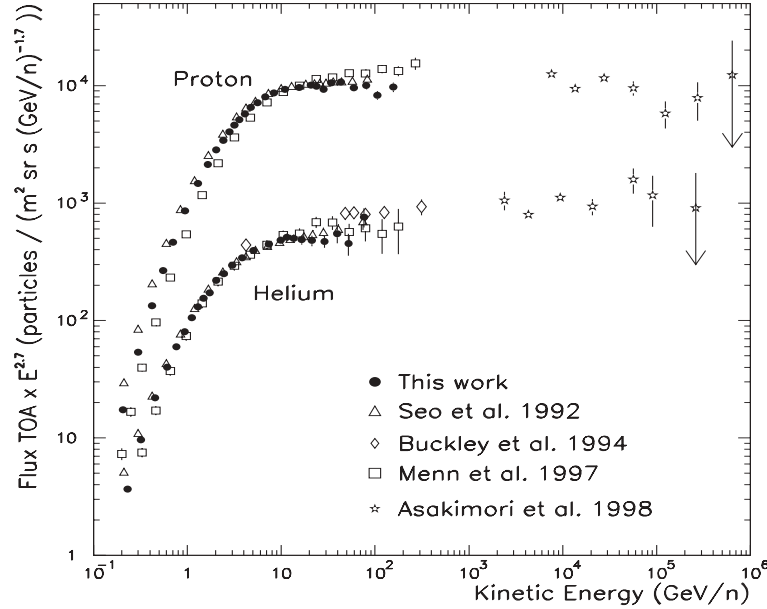


FIG. 3.1 – Spectre des protons et des alpha cosmiques de 1 GeV à 100 TeV, obtenu avec les observation menées ces dernières années à bord de ballons stratosphériques [1].

collection limitée, devient vite impossible. La majorité des études sur le rayonnement cosmique au delà du TeV se fait donc par l'intermédiaire des cascades atmosphériques. Voyons comment se développent ces gerbes avant d'aborder les mesures qui leur font appel.

3.1.2 Processus fondamentaux mis en jeu

Les cascades atmosphériques initiées par des électrons ou des photons γ se développent via des interactions purement électromagnétiques. On les nomme pour cette raison cascades électromagnétiques. Les processus dominants dans le développement des cascades atmosphériques à l'échelle du GeV et du TeV sont le rayonnement de freinage et l'effet Čerenkov pour les particules chargées (e^+ et e^-) et la création de paires pour les photons. A la fin de la cascade, les particules chargées atteignent une énergie qui n'est plus que de l'ordre de la centaine de MeV. Les processus d'ionisation, l'effet Compton et l'effet photoélectrique, dont les sections efficaces étaient jusque là négligeables par rapport à celles du rayonnement de freinage et de la création de paire, prennent alors le relais. La figure 3.2 illustre cette différence de comportement en fonction de l'énergie pour les interactions mettant en jeu les photons. La diffusion coulombienne multiple joue également un rôle très important dans le développement des cascades atmosphériques.

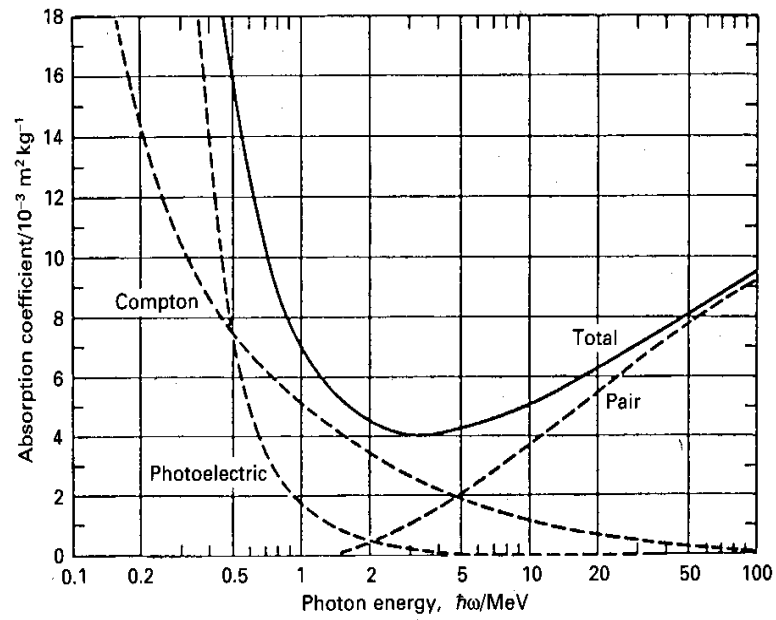


FIG. 3.2 – Sections efficaces des processus principaux mettant en jeu les photons dans le développement des cascades atmosphériques en fonction de l'énergie. Cette figure est tirée de [4].

La création de paires

Dans ce processus, un photon interagit avec le champ coulombien d'un noyau pour former une paire (e^+, e^-) . Le photon doit donc avoir au départ une énergie supérieure à $2m_e$. La paire (e^+, e^-) créée emporte la majorité de l'énergie du photon initial, le noyau impliqué assurant la conservation de l'impulsion. La probabilité qu'un photon de très haute énergie E_0 crée une paire (e^+, e^-) dont l'une des particules emporte l'énergie vE_0 dans une longueur de radiation¹ est :

$$P(v) = 1 - \left(\frac{4}{3} + 2b\right)v(1 - v) \quad (3.1)$$

avec

$$b = \frac{1}{18 \ln(183Z^{-\frac{1}{3}})} \quad (3.2)$$

Dans l'air, $Z \simeq 7.5$ ce qui conduit à $b \simeq 0.0122$.

La longueur de radiation X_0 de ce processus s'exprime [2] :

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \frac{N}{A} Z(Z+1)r_e^2 \frac{\ln(183Z^{-\frac{1}{3}})}{1 + 0.12(\frac{Z}{82})^2} g.cm^{-2} \quad (3.3)$$

avec $\alpha = \frac{1}{137}$ la constante de structure fine. Cette formule donne $X_0 = 37.7 g.cm^{-2}$. Une représentation plus fine de la structure atomique [3] conduit plutôt à $X_0 = 37.15 g.cm^{-2}$.

Rayonnement de freinage

Le rayonnement de freinage est le processus d'émission d'un photon par une particule chargée interagissant avec le champ électromagnétique d'un noyau. Le diagramme de Feynman de ce processus est très similaire à celui de la création de paires. La perte d'énergie d'un électron par rayonnement de freinage par unite de longueur dans l'air est :

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = 1 + b \simeq 1 \quad (3.4)$$

b étant définie à l'équation 3.2 et t étant la distance parcourue exprimée en longueurs de radiations.

L'effet Compton

L'effet Compton est la diffusion élastique entre un photon de haute énergie et un électron de basse énergie [6]. Par convention on nomme effet Compton inverse le cas où

¹La longueur de radiation est la longueur, exprimée en $g.cm^{-2}$, au cours de laquelle l'électron perd $1/e \simeq 37\%$ de son énergie.

un électron de haute énergie diffuse sur un photon de basse énergie. La section efficace de l'effet Compton s'écrit :

$$\sigma(E) = \frac{\pi r_e^2}{E} \left[\ln\left(\frac{2E}{m_e c^2}\right) + \frac{1}{2} \right] \quad (3.5)$$

Ce processus est important à basse énergie : à quelques dizaines de MeV. Au dessus, la création de paire domine.

L'effet photoélectrique

L'effet phototélectrique est le transfert total de l'énergie d'un photon dans l'électron d'un atome. Cet effet est important à l'échelle de l'énergie de liaison des électrons dans les atomes et complètement négligeable à haute énergie.

L'ionisation

La perte d'énergie d'un électron ou d'un positon par ionisation s'écrit [2] :

$$\frac{dE}{dx} (eV g^{-1} cm^2) = -2Cm_e \left[\ln\left(\frac{\pi^2 m_e^2}{(1 - \beta^2)^{\frac{3}{2}} I^2(Z)}\right) - a \right] \quad (3.6)$$

avec $\beta = \frac{v}{c}$, $I(Z)$ étant le potentiel d'ionisation moyen d'un atome du milieu de charge Z et a une constante dépendant de la particule ionisante. $I(Z) = 80.5 eV$ dans l'air ; $a = 2.9$ pour les électrons et 3.6 pour les positons.

Les processus hadroniques

Les cascades initiées par des protons ou des noyaux impliquent en plus de l'interaction électromagnétique les interactions nucléaires faible et forte. Ces cascades, que l'on nomme cascades hadroniques, contiennent des baryons et des mésons (essentiellement π et K), produits par diffusion inélastique d'autres baryons et mésons sur les noyaux des atomes présents dans l'atmosphère. Elles contiennent aussi des muons et des neutrinos, issus de la désintégration des mésons. Voici les processus principaux en jeu dans ces cascades :

$$baryon + noyau \rightarrow noyau + baryons + mesons \quad (3.7)$$

$$meson + noyau \rightarrow noyau + baryons + mesons \quad (3.8)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (3.9)$$

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu \quad (3.10)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu \quad (3.11)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 \quad (3.12)$$

Les rapports d'embranchement pour ces deux modes de désintégration du K étant respectivement de 63.5% et de 21.2% [2]. Ces processus jouent dans le développement des cascades un rôle aussi important que la création de paires et le rayonnement de freinage.

L'émission de lumière Čerenkov

Cette émission a lieu quand une particule chargée traverse un milieu diélectrique à une vitesse supérieure à la lumière dans ce milieu. Elle s'apparente à l'émission du sillage des bateaux dans le cas des ondes de gravité à la surface de l'eau. Les photons Čerenkov sont émis avec un angle ϑ tel que :

$$\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n} \quad (3.13)$$

avec $\beta = \frac{v}{c}$, n étant l'indice de réfraction du milieu. Cela conduit au seuil d'émission Čerenkov $\beta = \frac{1}{n}$. Le nombre de photons Čerenkov émis par unité de longueur l dans l'intervalle de longueur d'ondes $[\lambda_1, \lambda_2]$ s'exprime :

$$\frac{dN}{dl} = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2 \vartheta \quad (3.14)$$

3.1.3 Description macroscopique

Caractéristiques pertinentes de l'atmosphère

En première approximation, la pression atmosphérique P varie exponentiellement avec l'altitude h :

$$P(h) = P_0 e^{-\chi h} \quad (3.15)$$

avec P_0 la pression atmosphérique au niveau de la mer, et $\frac{1}{\chi} \simeq 7.4 \text{ km}$ [7]. La profondeur optique z , exprimée en $g.cm^{-2}$ et utilisée dans les simulations à la place de l'altitude, est reliée à celle-ci par [22] :

$$h(km) = (0.002375 \times z + 6.7625) \times \log\left(\frac{1034}{z}\right) \quad (3.16)$$

A l'altitude de Thémis, la profondeur de l'atmosphère vaut $\simeq 850 \text{ g.cm}^{-2}$.

Développement global des cascades atmosphériques

Le développement global des cascades EM est dominé par la création de paires et le rayonnement de freinage pour les cascades EM. Celui des cascades hadroniques est dominé par ces mêmes effets ainsi que par la diffusion inélastique des baryons et des mésons sur les noyaux des atomes présents dans l'atmosphère.

Dans le cas d'électrons et de γ ultrarelativistes, les longueurs de radiation de la création de paire et du rayonnement de freinage sont à peu près équivalentes et valent environ 37 g.cm^{-2} . Cela correspond à $1/27$ de la profondeur optique de l'atmosphère [9]. Le nombre de particules moyen dans une cascade EM se multiplie par 2 à chaque longueur de radiation, jusqu'à ce que l'énergie des particules atteigne le seuil $E_C = 83 \text{ MeV}$ en dessous duquel l'ionisation devient prépondérante. Les cascades EM initiées par un γ de 30 GeV correspondent donc à $\log_2(\frac{30 \text{ GeV}}{83 \text{ MeV}}) \simeq 8$ longueurs de radiations et impliquent au total $\simeq 500$ particules dont un tiers de γ et deux tiers d'électrons et de positons.

L'altitude du maximum de développement des cascades EM peut donc s'exprimer :

$$X_{max} = X_0 \log_2 \frac{E_0}{E_c} \quad (3.17)$$

La densité de l'atmosphère décroissant exponentiellement avec l'altitude, cette équation conduit à une dépendance de X_{max} doublement logarithmique - donc très lente - en $\frac{E_0}{E_c}$.

Les simulations

Le meilleur moyen pour calculer les distributions des différentes caractéristiques des cascades atmosphériques est de faire appel à des codes de simulation de type Monte-Carlo. Ces codes prennent en compte les sections efficaces des différents processus accessibles aux énergies considérées, en sélectionnant les plus probables et en négligeant les plus rares d'entre eux, et suivent les cascades soit particule par particule soit en effectuant des moyennes par paquets de particules. Ils prennent en compte également les effets du champ magnétique terrestre et une modélisation précise de l'atmosphère. Principalement deux codes de simulation ont été utilisés pour CELESTE : CORSIKA et KASCADE.

Mathieu De Naurois a utilisé ISU, une version de KASCADE [37] modifiée par Eric Paré et lui-même. Sa thèse [9] présente une étude très complète des cascades atmosphériques utilisant ce code.

Le travail mené dans cette thèse a fait appel à la simulation des cascades atmosphériques dans un contexte global de simulation du détecteur entier (cascades + optique + électronique). Le code utilisé ici est CORSIKA. Les résultats que donnent les deux simulations présentent des différences de l'ordre de 10 % dans la distribution de certains paramètres clef comme par exemple le taux de détection en fonction du paramètre d'impact ([9], p. 168). Cette différence, élevée au carré, mène à une incertitude systématique de 25 % dans l'acceptance du détecteur.

Traitement des photons Čerenkov	un par un
Bande de longueur des photons Čerenkov	310-699 nm
Recentrage des cascades par moyenne	non
Coupure en énergie pour les hadrons	300 keV
“ pour les muons	300 keV
“ pour les e^\pm	25 keV
“ pour les γ	25 keV
Pas de simulation de la diffusion coulombienne multiple	0.1 X_0

TAB. 3.1 – Paramètres d’utilisation de CORSIKA.

CORSIKA

Le code CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAskade) a été écrit pour l’expérience KASKADE, située à Karlsruhe, en Allemagne. Il est décrit de façon très complète dans les références [21] et [36]. Il utilise les programmes DPM (Dual Parton Model, [25]) pour les interactions hadroniques et EGS4 ([26]) pour les interactions électromagnétiques.

Les paramètres décisifs avec lesquels les simulations ont été effectuées sont résumés dans le tableau 3.1. Les codes GHEISHA et VENUS ont été activés pour simuler respectivement les hadrons de basse et de haute énergie.

Principales caractéristiques des cascades électromagnétiques et des cascades hadroniques

La figure 3.3 montre un exemple de chacun de ces types de cascades, simulés avec CORSIKA.

Les cascades électromagnétiques se développent entre quelques km et une quinzaine de km d’altitude. Leur extension latérale est de l’ordre de 15 à 30 m entre 20 et 300 GeV. Les particules qui les composent étant légères, leur facteur de Lorentz est élevé. Elles sont très focalisées vers l’avant et relativement peu déviées par le champ magnétique terrestre.

Les cascades hadroniques, elles, se développent de façon beaucoup plus chaotique :

- la distribution de l’altitude de la première interaction de la particule primaire avec l’atmosphère, qui détermine le début de la cascade, est beaucoup plus étalée ;
- les baryons et les mésons produits dans ces cascades par diffusion inélastique ont pour des raisons cinématiques une impulsion transverse plus grande que celle des électrons des cascades électromagnétiques. Ils sont donc d’une part moins “boostés” vers l’avant de la cascade et d’autre part davantage déviés par le champ magnétique terrestre, ce qui confère à ce type de cascade une extension latérale de l’ordre de plusieurs centaines de m ;
- les processus de désintégration des particules hadroniques, associés au faible facteur de Lorentz de ces particules, conduisent à une répartition plus inégale de l’énergie

à chaque étage de la cascade que dans le cas électromagnétique, ce qui modifie en profondeur la structure de ces cascades. Alors que les cascades électromagnétiques sont homogènes, les cascades hadroniques comportent des sous gerbes qui peuvent emporter dans des directions différentes une fraction importante de l'énergie de la particule primaire ;

- En plus des hadrons, des photons et des électrons, elles comportent des muons, qui se propagent jusqu'au sol. Elles sont à l'origine des muons dits cosmiques par abus de langage. Elles comportent également des neutrinos.

Le problème de la simulation des protons

La simulation des protons est un véritable casse-tête pour CELESTE. L'utilisation de pas suffisamment fins pour une description réaliste de ce qu'on voit dans le détecteur conduit à des temps de calcul et à des tailles de fichiers prohibitifs, étant donné la relativement faible efficacité du détecteur aux cascades hadroniques. Au ras du seuil de détection, qui correspond à environ 60 GeV pour les protons, il faut simuler des millions de particules en faire déclencher quelques unes ! Deux approches ont été essayées sur les protons : la première a été d'utiliser KASCADE et des pas de simulation larges, donnant un grand nombre de protons, et la seconde d'utiliser CORSIKA et des pas de simulation fins. L'écart entre les paramètres relatifs au nombre de photoélectrons recueillis est de de 10% entre les deux approches. Quant aux paramètres temporels, le nombre d'événements CORSIKA ayant déclenché le détecteur est à ce jour trop faible pour conclure quoi que ce soit dessus (cf section 6.2.4).

Ceci pose un problème fondamental : on ne peut aujourd'hui tester avec rigueur la simulation de la réponse du détecteur aux protons en comparant les résultats avec les données réelles. La validation de la simulation de la réponse du détecteur aux γ , nécessaire au calcul des flux observés par CELESTE, est donc privée d'un précieux pilier. De nombreux tests ont cependant été effectués à différents niveaux [9], et la plupart des distributions relatives aux γ sont qualitativement très bien reproduites (cf chapitre 8). On dispose donc d'autres éléments de confiance dans les résultats de la simulation.

3.1.4 Possibilités de détection au sol

Détection directe des particules de la gerbe

La détection directe des cascades atmosphériques est mise en œuvre davantage dans les expériences d'étude du rayonnement cosmique que dans l'astronomie γ , pour des raisons de seuil et d'altitude du site d'observation. Les expériences d'astronomie γ les plus prometteuses dans cette voie sont résumées dans le tableau suivant. Leur avantage est d'avoir un champ de vue de l'ordre du sr et un cycle utile de l'ordre de 90%, ce qui leur ouvre la possibilité de découvrir des sources insoupçonnées et d'observer des sursauts γ .

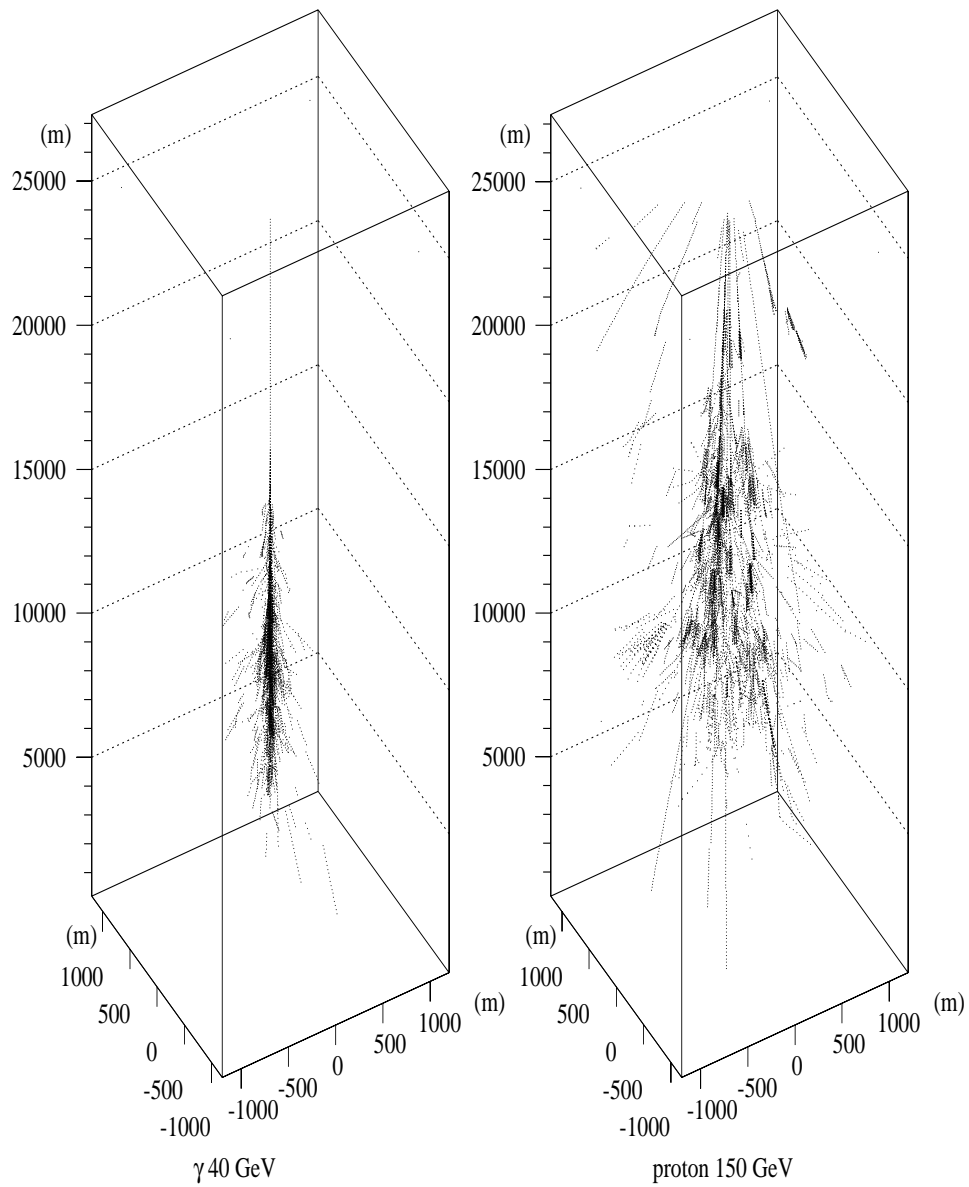


FIG. 3.3 – Deux cascades atmosphériques simulées avec CORSIKA. La cascade de gauche, initiée par un γ de 40 GeV, est purement électromagnétique et se caractérise par une faible extension latérale : les particules qui la composent restent dans l'ensemble bien focalisées. La cascade de droite, initiée par un proton de 150 GeV, est beaucoup plus élatée. Cette figure a été créée par Denis Dumora.

	ARGO-YBG	MILAGRO
Technique	Resistive Plate Counters (RPCs)	Cuve Čerenkov
Dimension	6500 m^2	5000 m^2
Altitude	4300 m	2150 m
Site	Yangbajing Laboratory, Tibet	Fenton Hill, U.S.A.
Seuil escompté	100 GeV	< 1 TeV

TAB. 3.2 – Comparaison de deux détecteurs de photons γ de haute énergie basés sur la détection directe des particules des cascades atmosphériques.

A l'altitude de Thémis, les cascades γ de 30 GeV n'atteignent pas le sol. Les seules particules issues de cascades de basse énergie qui l'y atteignent sont les muons issus des cascades hadroniques. D'après la simulation, le nombre de ces muons est de l'ordre de la dizaine pour les cascades hadroniques auxquelles CELESTE est sensible (référence à juste après). Ces muons étant répartis sur une surface de l'ordre de $10^5 m^2$, leur détection directe requièrerait un détecteur semblable à ceux décrits dans le tableau ci-dessus.

Détection de la fluorescence

Les cascades atmosphériques émettent des photons par fluorescence des atomes excités lors de leur passage. Le caractère isotrope et la constante de temps relativement longue de cette émission lui confèrent une intensité négligeable par rapport au bruit de fond de ciel aux énergies qui nous concernent. La détection de cette émission est en revanche utilisée dans les expériences sur le rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie.

Détection de la lumière Čerenkov

Le moyen le plus efficace pour détecter les cascades atmosphériques de basse énergie depuis le sol est de collecter les photons Čerenkov qu'elles émettent. Les problèmes posés par cette détection sont étudiés dans la section suivante.

3.2 La détection Čerenkov des cascades électromagnétiques

3.2.1 Propriétés des flashes de lumière Čerenkov vus au niveau du sol

L'indice de l'air vaut 1.000292 au niveau de la mer dans l'atmosphère standard [24]. Sa variation en fonction de l'altitude x , exprimée en profondeur optique, et de la température T de l'atmosphère s'écrit [2] :

$$n = 1 + 0.000292 \left(\frac{x}{1030} \right) \left(\frac{273.2}{T} \right) \quad (3.18)$$

où $T = 204 + 0.091x$. Ces valeurs conduisent à un seuil d'émission de lumière Čerenkov pour les électrons de 21 MeV au niveau de la mer, et d'une cinquantaine de MeV à une dizaine de km d'altitude.

Cas des cascades électromagnétiques

De cette simple équation, sortent deux propriétés sur les flashes Čerenkov correspondants aux cascades électromagnétiques de basse énergie :

- les électrons et les positons qui émettent les photons Čerenkov dans les cascades électromagnétiques sont ultrarelativistes. La différence de vitesse entre ces particules et les photons est très faible ; le flash est donc très bref. Sa durée est de l'ordre de quelques $\text{km} \times (n - 1)$, en prenant n à l'altitude d'une dizaine de km, soit quelques ns . Cela correspond à une épaisseur de front d'onde de l'ordre de quelques mètres.
- Au fur et à mesure que la cascade progresse, la surface au sol couverte par le cône d'émission Čerenkov d'une particule chargée d'énergie donnée se resserre, alors que l'angle d'ouverture de ce cône s'accroît sous l'effet de l'augmentation de l'indice de l'air. Il en résulte une accumulation des photons issus de cet électron dans un anneau, d'un diamètre de ~ 200 m et d'une épaisseur de ~ 30 m. La "tache de lumière Čerenkov" d'une cascade étant la superposition des anneaux issus des électrons qui la composent, ces anneaux étant décalés d'un angle faible à cause de la grande focalisation des particules, elle ressemble elle-même à un anneau (fig. 3.4) d'un rayon de ~ 140 m si on n'impose pas de coupure sur l'angle d'arrivée des photons Čerenkov.

Lorsque l'énergie de la particule primaire augmente, les photons Čerenkov sont émis à des altitudes de plus en plus basses et une tache centrale se superpose à la structure en anneau.

Propriétés des cascades hadroniques

Les cascades hadroniques ayant une structure inhomogène, leur émission Čerenkov est également inhomogène : les anneaux d'émission des particules chargées des différentes sous-gerbes ne se superposent pas, et les différences d'altitudes auxquelles ces sous-gerbes prennent naissance se traduit par un décalage temporel entre les photons Čerenkov qui en parviennent. La figure 3.4 illustre les différences fondamentales entre les taches de lumières Čerenkov issues de ces cascades-là et celles issues des cascades électromagnétiques. Un autre facteur d'inhomogénéité de la tache de lumière Čerenkov des cascades hadroniques est l'émission de photons par les muons au niveau du sol, locale et intense.

Les différences structurelles entre les fronts d'onde Čerenkov des cascades électromagnétiques et hadroniques s'estompent à basse énergie, à mesure que la participation relative des paires (e^+ , e^-) à l'émission Čerenkov de ces dernières augmente par rapport à celle des particules plus lourdes (π , K , μ) du fait de leur seuil d'émission plus bas (~ 30 MeV au lieu de ~ 5 GeV pour les μ par exemple).

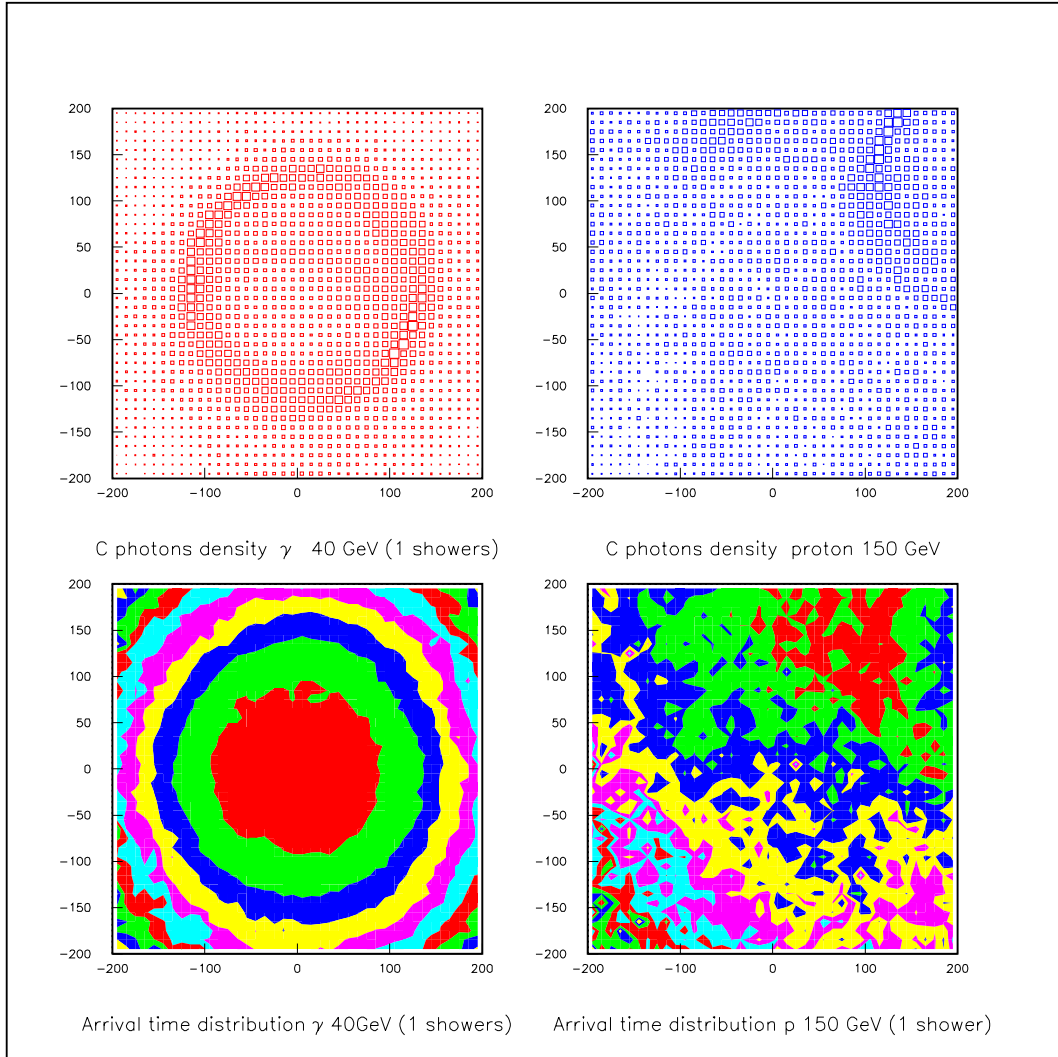


FIG. 3.4 – Taches de lumière Čerenkov correspondant à un γ de 40 GeV (à gauche) et à un proton de 150 GeV (à droite). En haut on peut voir la densité de photons au sol, et en bas la distribution des temps d'arrivée des photons ; l'écart entre chaque niveau de gris étant de 1 ns.

Intensité des flashes Čerenkov

D'après les simulations, le nombre de particules chargées au dessus du seuil Čerenkov dans les cascades électromagnétiques d'énergie comprise entre 20 et 50 GeV est, à l'altitude du maximum d'extension de la cascade, de l'ordre de 10 à 30 [9]. La densité de photons au sol, elle, est de l'ordre de $E/50 \text{ GeV m}^{-2}$.

Les cascades hadroniques émettent environ 10 fois moins de lumière Čerenkov que les cascades électromagnétiques d'énergie égale. Ceci est lié à leur nombre moins important de particules chargées au dessus du seuil Čerenkov. De plus, la proportion d'énergie dissipée sous forme d'émission Čerenkov diminue avec le numéro atomique du noyau provoquant la cascade, à énergie constante.

Réjection des cascades hadroniques

Le flux de protons cosmiques mesuré par les détecteurs embarqués (cf fig. 3.1) est trois ordres de grandeurs plus élevé que le flux de photons γ qu'on peut prédire à nos énergies pour les sources potentiellement les plus intenses, si on suppose un champ de vue de 10 mr. Les cascades hadroniques ayant un rendement d'émission Čerenkov moins élevé que les cascades EM, on s'attend à ce que le taux de déclenchement Čerenkov de ces protons se retrouve deux ordres de grandeur au dessus de celui qu'on attend pour les γ .

Le détecteur doit donc pouvoir rejeter des hadrons, si possible au niveau du déclenchement brut et de l'analyse des données qui vient ensuite. Les propriétés d'homogénéité spatiale et temporelle des cascades EM, ainsi que leur direction, seront mises à contribution dans ce but.

3.2.2 L'équation à satisfaire pour minimiser le seuil en énergie

L'optimisation du rapport signal sur bruit de fond de ciel est une étape fondamentale dans la détection de la lumière Čerenkov issue des cascades de basse énergie. Cette optimisation se joue au niveau de l'efficacité globale et de l'ouverture angulaire de l'optique, et du temps d'intégration du bruit de fond de ciel. Le signal augmentant linéairement avec l'acceptance et les fluctuations du bruit de fond en fonction de sa racine carrée, on peut écrire :

$$E_{seuil} \propto \sqrt{\frac{\Omega \tau}{A_{eff}}} \quad (3.19)$$

avec $\Omega \simeq \pi \left(\frac{\text{champ de vue}}{2} \right)^2$ l'angle solide d'observation, τ le temps d'intégration du bruit de fond de ciel et A_{eff} l'efficacité globale de l'optique, que l'on peut écrire :

$$A_{eff} = A \epsilon_q \epsilon_1 \epsilon_2 \quad (3.20)$$

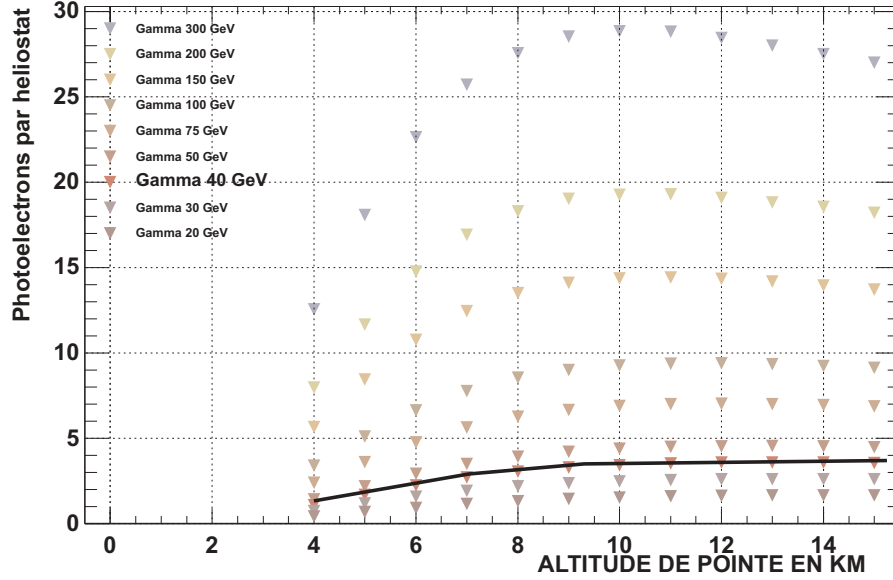


FIG. 3.5 – Nombre de photoélectrons par héliostat en fonction de l’altitude de pointé au dessus du niveau de la mer pour différentes énergies du photon γ primaire, d’après la simulation. Le code utilisé ici pour simuler les gerbes est CORSIKA. La ligne en trait gras souligne les points correspondant à 40 GeV.

A étant la surface des héliostats, ϵ_q l’efficacité quantique des photocathodes, ϵ_1 et ϵ_2 l’efficacité des optiques primaires et secondaires.

Les paramètres Ω et τ doivent tenir compte des limites inférieures imposées par les dimensions spatiales et temporelles des fronts d’onde Čerenkov. La paramètre clef de CELESTE est biensûr la surface des héliostats A .

Un autre paramètre important pour minimiser le seuil en énergie est l’altitude de pointé des héliostats, qui doit correspondre à celle où l’émission Čerenkov est maximale. Ce maximum correspond à celui du développement latéral de la gerbe, qui lui même dépend de l’énergie de façon doublement logarithmique (éq. 3.17). De 30 à 300 GeV, ce maximum se situe vers 11 km. La figure 3.5 montre l’évolution du nombre de photoélectrons moyen par héliostat en fonction de l’altitude de pointé utilisée (cf section 4.2.3), pour différentes énergies du photon γ primaire. Au niveau du plateau, une bonne approximation de ce nombre est :

$$\langle n \rangle = \frac{E_\gamma(\text{GeV})}{10} \quad (3.21)$$

Chapitre 4

Le détecteur : optique, électronique, déclenchement

L'ensemble du détecteur est décrit en détail dans [8], [9] et [10]. La description qui suit ne se veut pas exhaustive mais a pour but de familiariser le lecteur avec le dispositif expérimental et de mettre l'accent sur les travaux non présentés dans les références citées ci-dessus.

4.1 La centrale solaire Thémis

L'ex-centrale solaire Thémis est située à Targassone, près de Font-Romeu dans les Pyrénées Orientales, par 42.50° Nord et 1.97° Est, 1650 m au dessus du niveau de la mer. Elle fut construite et exploitée expérimentalement par EDF entre 1979 et 1986. Sa puissance pouvait atteindre 2.5 MW. Elle est constituée d'un champ de 201 héliostats de 54 m^2 chacun, d'une tour de 100 m de hauteur, d'un hangar où se trouvait l'alternateur et d'un aéroréfrigérant. La disposition du champ d'héliostats et de la tour a été optimisée pour concentrer dans la chaudière le maximum de lumière solaire possible. L'efficacité globale de collection de la lumière est donc maximale pour le transit des astres dont la déclinaison est comprise entre $+5$ et $+50^\circ$. Le site est orienté plein Sud.

4.2 Les héliostats : l'optique primaire

CELESTE, au cours de ses différentes phases, a utilisé un nombre croissant d'héliostats. Depuis le printemps 1999, 40 des 168 héliostats disponibles ont été utilisés (fig. 4.1). Ce nombre sera porté à 53 pour la fin 2001. Le pilotage s'est fait jusqu'à maintenant via un réseau de câbles et un PC chargé de calculer les coordonnées du pointé en fonction de celles de la source et de la date. L'inclusion des 13 nouveaux héliostats exigeant une refonte de ce système, un pilotage par radio est en cours de réalisation. Dans ce nouveau système, chaque

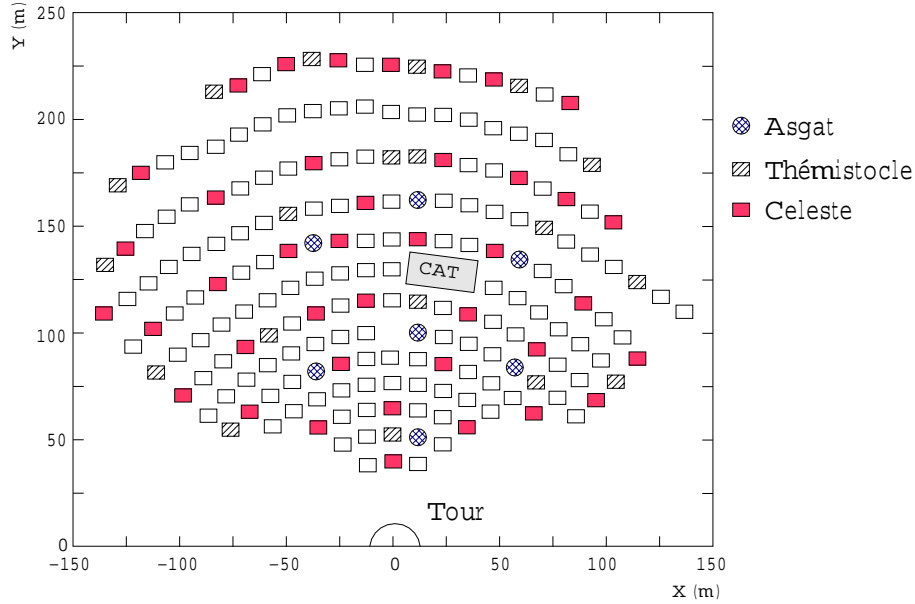


FIG. 4.1 – Champ d'héliostats du site de Thémis.

héliostat sera doté d'un microprocesseur chargé de calculer ses coordonnées de pointé. Ce nouveau système permettra plus de souplesse dans l'allocation des tâches aux différents héliostats.

4.2.1 Optique des héliostats

Les héliostats, illustrés par la figure 4.2, affichent 54 m^2 de surface réfléchissante et ont une focale qui va de 100 à 240 m selon leur position dans le champ. Les besoins de la centrale solaire étant simplement de faire rentrer la lumière dans la chaudière, les héliostats ont été conçus pour faire une tache de 2m de diamètre au sommet de la tour. Leur optique est donc très rudimentaire : les segments de miroir, au nombre de 50 par héliostat, sont pliés par torsion de façon à conférer à l'héliostat un profil approximativement sphérique. Les miroirs sont composés d'une couche d'argenture prise en sandwich entre deux plaques de verre, coupant les UV en dessous de 350 nm (fig. 4.3). Les caractéristiques techniques des héliostats sont résumées dans le tableau 4.1.

Les héliostats ne sont pas neufs et présentent des défauts : en moyenne, 4% de la surface des héliostats est soit tachée ou oxydée, soit cassée. Une étude détaillée de l'état des héliostats est disponible dans le rapport de stage d'Emilie Grenier [11].

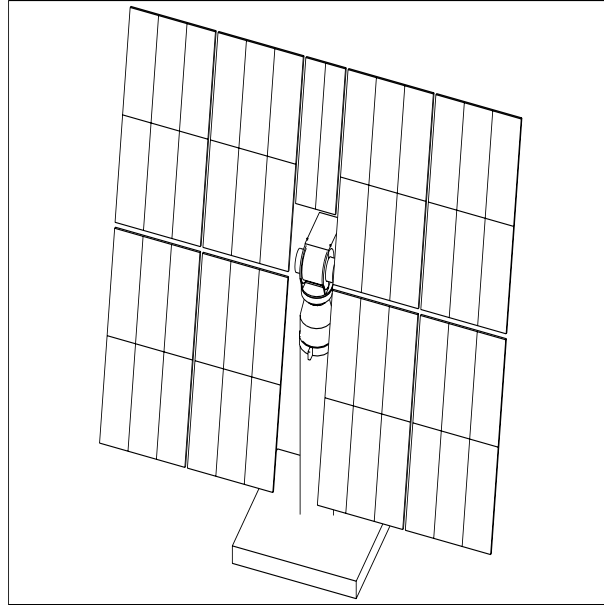


FIG. 4.2 – Schéma d'un héliostat de Thémis.

Surface réfléchissante	54 m^2
Dimensions	$7.34 \times 8.836 \text{ m}^2$
Focales	100, 140, 200 ou 240 m
Réflectivité à 400 nm	90%
Précision de pointé idéale	$\ll 0.1^\circ$

TAB. 4.1 – Caractéristiques techniques des héliostat de Thémis.

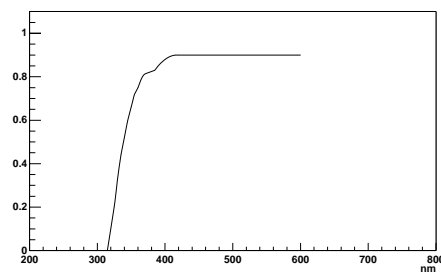


FIG. 4.3 – Réflectivité des héliostats en fonction de la longueur d'onde. Figure tirée de [9].

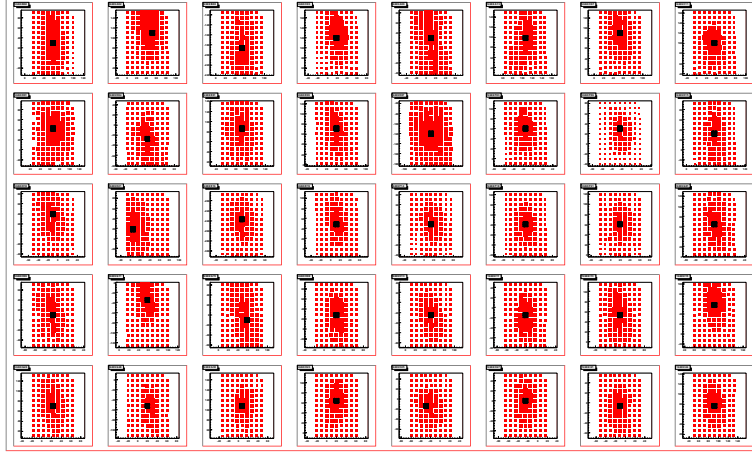


FIG. 4.4 – Résultat d'un scan d'étoile, où l'on voit pour chaque héliostat la distribution (x,y) des mesures de courant et le barycentre trouvé. Cette figure est issue de [12].

4.2.2 L'alignement des héliostats

Le pilotage des héliostats est assuré par un ensemble de roues dentées, de capteurs magnétiques et de cellules photoélectriques dont le 0 doit être étalonné. Chaque héliostat doit donc être aligné indépendamment.

Cet alignement se fait tout d'abord visuellement, avec la Lune, dont le diamètre angulaire est de $0,5^\circ$ soit 8.7 mr. On procède ensuite à un alignement fin en scannant des champs d' $\simeq 10$ mr autour d'étoiles de magnitude comprises entre 3 et 3.5 et en mesurant les courants d'anode des PM. Les paramètres du scan, qui sont sa largeur, son pas d'échantillonnage, et la durée passée sur chaque position échantillonnée, doivent être optimisés finement pour obtenir un bon compromis entre la qualité des mesures de courant et la rapidité d'exécution, cette dernière étant indispensable si l'on veut s'affranchir du biais dû à la variation de l'efficacité de l'optique des héliostats avec l'angle horaire. Une attention particulière doit également être portée aux ombres des caméras (cf section 4.3).

L'analyse des données du scan d'étoile se fait simplement en trouvant le barycentre de la distribution en (x,y) des mesures de courant (figure 4.4). Les paramètres usuels des scans d'étoile sont résumés dans le tableau 4.2. Le pilotage des héliostats possède 45550 pas codeurs pour 360° . 7 pas codeurs valent donc ~ 1 mr. Une description détaillée des scans d'étoile est disponible dans [12].

4.2.3 Le pointé des héliostats

Le maximum de l'émission Čerenkov des cascades EM dépend de leur énergie de façon doublement logarithmique, et se situe vers 11 km d'altitude pour les cascades de 30 à 300 GeV. Pointer les héliostats à cette altitude optimise donc la collection des photons

Nombre de pas d'échantillonnage en azimuth	11
Nombre de pas d'échantillonnage en site	9
Nombre de pas codeurs par pas d'échantillonnage	7
Temporisation	20 s

TAB. 4.2 – Paramètres usuels des scans d'étoile.

Čerenkov donc le seuil en énergie de détecteur.

La limitation du champ de vue Ω du détecteur à l'angle solide sous lequel on voit les cascades EM de basse énergie implique la limitation du champ de vue des héliostats à un angle de 10 mr. Cette limitation, associée aux conditions géométriques du pointé convergent, a pour effet de déformer ce qu'on voit de la tache de lumière Čerenkov en fonction de l'altitude et du paramètre d'impact des cascades. La figure 4.5 illustre ce phénomène.

Le pointé dit parallèle, qui consiste à pointer tous les héliostats sur la source astrophysique, ne présente pas ce problème. Il a cependant été éliminé de notre stratégie d'observation car sa faible efficacité de collection des photons Čerenkov le mène à un seuil en énergie trop élevé.

Ainsi, on ne pourra optimiser simultanément le seuil en énergie et la réjection hadronique. Deux modes de pointé ont été étudiés, tant sur le plan expérimental qu'avec la simulation, dans le but de trouver un compromis entre le pointé convergent à 11 km et le pointé parallèle :

- deux pointés convergents, l'un à 11 km et l'autre à 17 km ; le pointé à 17 km d'altitude étant moins sensible au problème du champ de vue mais ayant un seuil plus élevé ;
- un pointé hybride, où la moitié des héliostats pointent à 11 km d'altitude et l'autre moitié à 25 km ; ce pointé étant un compromis analogue à l'observation à 17 km, qui s'est révélé plus performant que ce dernier.

Plus l'altitude de pointé est élevée, plus grande est la surface couverte par les héliostats dans le ciel, donc plus grande est l'efficacité de collection aux cascades de haute énergie qui ne nécessitent pas d'être vues par tous les héliostats pour déclencher le détecteur. Les pointés à 17 km d'altitude et 11/25 km d'altitude donnent donc au détecteur une plus grande surface effective de collection à haute énergie.

Actuellement des études sont en cours sur un pointé hybride dit “veto”, où la majorité des héliostats converge à 11 km d'altitude et où une douzaine pointe le ciel en une couronne située autour de la zone de convergence des premiers. Ces héliostats, dits de garde, pointent le ciel individuellement et ont pour but d'être associés à la logique de déclenchement en anticoincidence avec ceux qui convergent à 11 km d'altitude, de façon à rejeter les cascades hadroniques plus étendues et/ou moins parallèles à l'axe de visée que les cascades données par les photons γ recherchés.

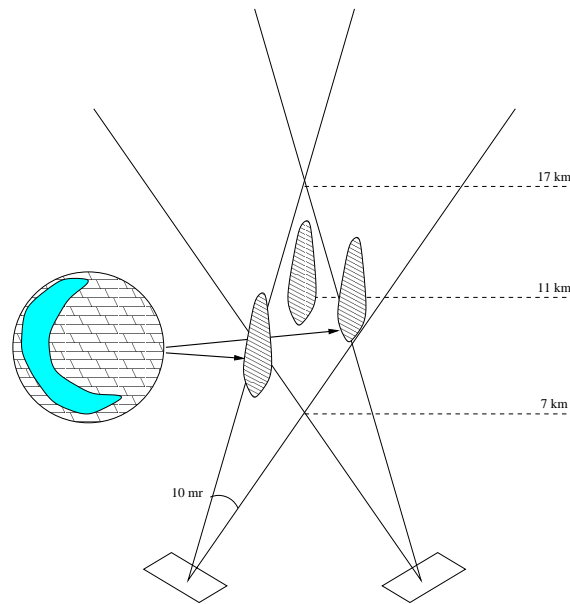


FIG. 4.5 – Déformation de la tache de lumière Čerenkov par la limitation du champ de vue des héliostats lorsqu'on utilise le pointé convergent à 11 km d'altitude. Les deux cascades non centrées dans la zone de focalisation mènent à une densité de photons Čerenkov détectés au sol de la forme d'un croissant. La position de ce croissant ne permet pas de remonter au paramètre d'impact de la cascade à cause de l'ambiguïté sur l'altitude de celle-ci. D'autres positions de cascade mènent à d'autres déformations. Seules les cascades parfaitement centrées donnent l'anneau visible sur la figure 3.4.

4.3 L'optique secondaire

Le principe optique de notre échantillonneur

L'échantillonneur de front d'onde qu'est CELESTE doit recevoir, en certains points de l'espace, l'intensité du signal Čerenkov en fonction du temps. Nos collecteurs de lumière sont des héliostats, et nos détecteurs de photons, des PM. Si l'on veut un seuil en énergie le plus bas possible, il faut que chaque PM ne voie que son héliostat associé et rien d'autre afin de minimiser son bruit de fond. Il faut donc une optique secondaire qui forme l'image de chaque héliostat sur un et un seul PM.

Les dimensions du dispositif conduisent naturellement au choix de miroirs plutôt que de lentilles pour la focalisation des faisceaux, et au choix de cônes de Winston plutôt que de diaphragmes pour la collimation du champ de vue des PM. Une réflexion approfondie sur l'optique secondaire est exposée dans [9].

Les caméras

Les miroirs secondaires et les ensembles cône de Winston + PM sont groupés en 6 ensembles nommés caméras (fig. 4.6 et 4.7). Cette disposition a été choisie de façon à optimiser la collection de lumière sur l'ensemble du champ tout en conservant une certaine homogénéité dans la dimension des cônes de Winston et des PM. Chaque ensemble regarde une des zones du champ d'héliostats dessinées sur la figure 4.15, p. 87. Une caméra, située en bas du dispositif d'optique secondaire, regarde le fond du champ, trois caméras situées en haut regardent au pied de la tour et deux situées au milieu regardent un arc de cercle situé entre les zones couvertes par les 4 premières.

Les miroirs secondaires sont sphériques, et leurs rayons de courbure valent, de bas en haut, 3.6, 2.2 et 1.3 m. Leurs focales sont donc égales à 1.8, 1.1 et 0.65 m. Ils ne sont pas faits d'un bloc mais sont composés d'éléments de 50 cm de diamètre.

Les ensembles cônes de Winston + PM sont situés sur l'axe des miroirs secondaires. Ceci a l'avantage de minimiser les aberrations de coma, mais l'inconvénient de réduire l'efficacité de collection de la lumière jusqu'à 20% en incidence normale pour les héliostats les plus proches.

Les cônes de Winston

Les cônes de Winston sont des cônes tronqués générés par une paraboloïde de révolution désaxée. Ils transmettent tous les photons arrivant sous un angle inférieur à une valeur caractéristique et rejettent tous les autres. Ces cônes peuvent être vides ou pleins. Dans le cas de CELESTE ils sont en verre Schott FK5-487704. Selon les voies, l'absorption de lumière par ces cônes varie de 5 à 10% dans la gamme de longueur d'onde comprise entre 350 et 650 nm. Ils sont fixés aux PM par de la colle optique.

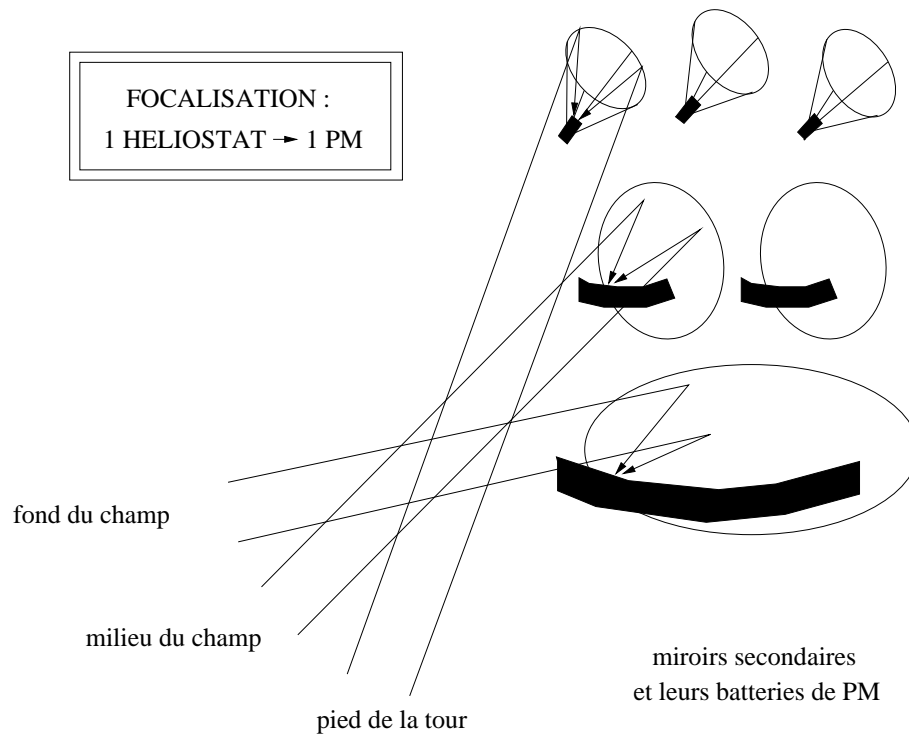


FIG. 4.6 – Schéma de l'optique secondaire.



FIG. 4.7 – Cinq des six caméras composant l'optique secondaire. On distingue les miroirs secondaires, et les ensembles cônes de Winston + PM. Crédit photo : T. Sako.

Calibration de l'efficacité optique de chaque voie

La réflectivité des héliostats et le comportement des cônes de Winston ont été calibrés. Cependant l'acceptance de l'ensemble héliostats + miroirs secondaires + cônes + photocathodes n'a pas été calibrée expérimentalement. Elle a été calculée par une simulation utilisant le principe du tracé de rayons lumineux. Une calibration directe serait souhaitable, mais le problème de la source primaire se pose. Plusieurs solutions sont envisageables pour ceci : on pourrait utiliser les muons, le Lidar, les étoiles ou les amas d'étoiles. Ces solutions étant délicates à mettre en œuvre et ne pouvant apporter une calibration directement applicable à la détection des cascades électromagnétiques pour des raisons de flux, de géométrie et/ou de longueur d'onde, aucune n'a été concluante actuellement. La simulation reste donc l'outil privilégié. On verra par contre à la section 4.5 comment les ensembles héliostats + miroirs secondaires + cônes + photocathodes + PM ont pu être calibrés de manière relative.

4.4 Les photomultiplicateurs

4.4.1 Principe de fonctionnement

Le principe d'un tube photomultiplicateur est le suivant : lorsqu'un photon rencontre sa face avant, appelée photocathode, un électron en est arraché par effet photoélectrique. Cet électron est accéléré dans un tube à vide par une chaîne d'électrodes appelées dynodes. A chaque dynode, chaque électron arrache 2 à 3 autres électrons en convertissant son énergie cinétique. Au bout de la chaîne de dynodes, on obtient une impulsion électrique mesurable.

4.4.2 Le choix de CELESTE

L'échantillonnage du front d'onde au GHz requiert une précision de l'ordre de la nanoseconde dans la mesure du temps d'arrivée des photons. L'élargissement temporel de l'impulsion électrique dans le tube photomultiplicateur, due aux fluctuations internes à la cascade d'électrons entre les dynodes et à l'incertitude sur l'angle d'émission de l'électron par la photocathode, doit donc être le plus faible possible.

D'autre part, le nombre de photons par PM correspondant à une gerbe de basse énergie étant de l'ordre de quelques unités, il nous faut des PM capables de discerner des phototélectrons uniques. Ces exigences ont conduit au choix du Philips XP2282B, dont les caractéristiques indiquées par le constructeur sont portées dans le tableau 4.3. Les héliostats coupant l'UV à 350 nm, la fenêtre d'entrée de la photocathode a été choisie en borosilicate, ce qui donne aux PM un seuil de sensibilité de 300 nm.

Le Philips XP 2282 B	
Diamètre	2" soit 51 mm
Domaine de sensibilité	300-650 nm
Nombre de dynodes	8
Efficacité quantique à 400 nm	28%
Temps de montée du signal à 2500 V	1.5 ns
Largeur à mi-hauteur à 2500 V	2.4 ns
Temps de transit à 2500 V	19 ns
Anisochronisme à 2500 V	≤ 0.7 ns
Gain à 2500 V	$\simeq 2.10^6$
Gain à 1300 V	$\simeq 10^4$

TAB. 4.3 – Caractéristiques techniques nominales du photomultiplicateur Philips XP 2282B. Ces caractéristiques correspondent à l'utilisation du PM avec une base définie par le constructeur. Les bases utilisées par CELESTE sont différentes, et produisent un gain de $\sim 5.10^4$ pour une alimentation ≤ 1300 V.

4.4.3 Choix des hautes tensions et préamplification

Le courant maximum supporté par nos PM est de $200 \mu A$. Pour en limiter le vieillissement, il a été décidé d'utiliser les PM avec des courants de l'ordre de $10 \mu A$ au maximum. De plus, un disjoncteur a été installé sur leurs bases pour en couper l'alimentation en cas de dépassement de la valeur de $20 \mu A$. Ce dispositif protège les PM en cas d'orage distant ou lors du passage d'un avion ou d'un météore dans leur champ de vue.

La luminosité de fond de ciel donne, dans la direction de la nébuleuse du Crabe et par nuit claire, de l'ordre de 1 pe/ns au niveau des photocathodes¹. La limite en courant impose donc un gain inférieur à $10 \mu A / (1.6 \cdot 10^{-19} \times 10^9 A) = 10^5$. Un gain de cet ordre ne permet pas d'utiliser les PM avec les hautes tensions de l'ordre de 2000 V pour lesquelles leurs performances de stabilité et de finesse des impulsions sont optimales. Nous travaillons donc avec les hautes tensions les plus hautes satisfaisant à la limite en courant. La variation de la largeur à mi-hauteur τ des pics à un phototélectron en fonction de la haute tension HT appliquée peut être paramétrée par [14] :

$$\tau(ns) = \frac{130}{\sqrt{HT(V) - 520}} - 0.75 \quad (4.1)$$

520 V étant la valeur de la tension appliquée à la première dynode.

Le signal, avant de parcourir les 22 m de câbles qui séparent les PM de la salle d'acquisition, passe à travers un couplage capacitif et est préamplifié d'un facteur 100.

¹ Au zénith, elle est 25% plus faible.

4.4.4 Calibration des PM par la mesure des pics à 1 photoélectron

La mesure des pics à photoélectron unique permet de calculer directement le gain des PM. Cette méthode n'est possible qu'avec des PM suffisamment rapide comme ceux de CELESTE. La méthode la plus précise dont on dispose pour cette calibration consiste à utiliser des discriminateurs pour la mesure des tensions. Une autre série de mesures a été effectuée avec les FADC ETEP-301C (cf section 4.8), ainsi qu'un contrôle à l'aide de la mesure des courants d'anode des PM. Dans tous ces cas, la valeur qui nous intéresse est le nombre de mV par photoélectron à l'entrée de la salle d'acquisition. Ces calibrations concernent donc la chaîne PM+préamplificateurs+câbles intermédiaires. Le but de cette calibration est de déterminer par la suite les hautes tensions appliquées aux PM de façon à ce que leur gain soit uniformément 10 mV/pe.

Pour mettre en œuvre ces méthodes, il suffit d'ajuster l'éclairement des PM à $\simeq 1pe/\mu s$, puis de compter les phototélectrons un par un.

Mesures avec le discriminateur CAEN V258 B

Avec cette méthode, détaillée dans [13], les signaux des PM sont passés dans le discriminateur CAEN V258 B, dont les sorties logiques sont comptées par une échelle de comptage CAEN V260. Un pas codeur du V258 valant 2 mV, et l'amplitude qu'on cherche à mesurer valant 10 mV, les signaux des PM ont été amplifiés d'un facteur 2. De plus, un piedestal leur a été appliqué pour se placer dans la gamme de bon fonctionnement du V258. On se retrouve ainsi avec une résolution de 1mV/dc. Les mesures ont été menées avec des hautes tensions (HT) variant de 1200 à 1650 V, par pas de 50 V, et en balayant avec le V258 la gamme de seuil appropriée. Le pic à un photoélectron s'obtient en différenciant la distribution du nombre de coups enregistrés en fonction du seuil .

Ce spectre différentiel (fig. 4.8) montre trois composantes : un pic à bas seuil, correspondant au bruit de fond de l'électronique et reproductible sans éclairer les PM, une gaussienne, correspondant au signal de pics à 1 phototélectron, et une composante située entre les deux qui correspond aux photoélectrons mal focalisés par le PM. Ceux-ci correspondent vraisemblablement aux photons que les cônes de Winston ont dirigé sur les bords de la photocathode. L'amplitude moyenne du pic à 1 photoélectron est ensuite mesurée en ajustant une gaussienne pour le signal, une dérivée de gaussienne pour le bruit pour 1250 et 1300 V, et une exponentielle pour les photoélectrons mal focalisés à partir de 1350 V.

On est maintenant en mesure de paramétrer $(mV/pe)=f(V)$ afin de pouvoir par la suite en connaître la valeur aux basses valeurs de HT où les pics à 1 photoélectron, noyés dans le bruit de fond de l'électronique, ne sont pas mesurés. Pour chaque héliostat, cette fonction est ajustée par la loi de puissance :

$$f(V) = 10 mV \left(\frac{V - 520}{p_0 - 520} \right)^{p_1} \quad (4.2)$$

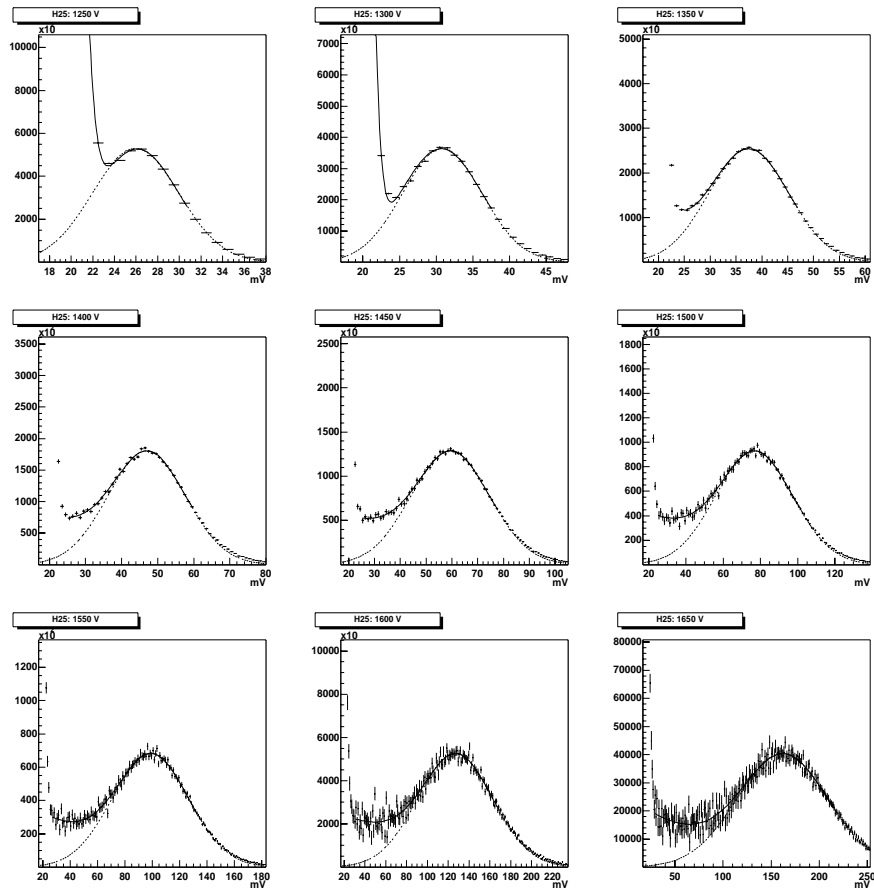


FIG. 4.8 – Spectre du phototélectron unique pour le PM H25 et des hautes tensions s'échelonnant de 1250 à 1650 mV. Cette figure tirée de [10] et [13].

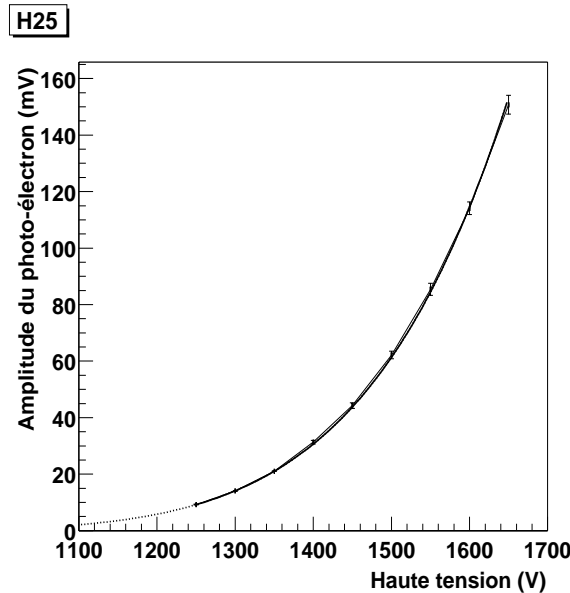


FIG. 4.9 – Paramétrisation de la constante de calibration $\text{mV/pe}=f(\text{HT})$ du PM H25. L'ajustement correspond à la fonction 4.2. Cette figure est tirée de [10] et [13].

Mesure avec les FADC ETEP 301 C

Les FADC ETEP 301 C sont décrits en détail dans 4.8. Leur vitesse d'acquisition de 940 MHz leur permettant d'échantillonner les pics à un photoélectron, nous les avons utilisé pour effectuer une seconde mesure, indépendante, des gains des PM. Les signaux entrants dans la salle d'acquisition sont amplifiés d'un facteur 2 et additionnés à un piedestal de façon à optimiser l'utilisation de la gamme dynamique des FADC.

Cette mesure a plusieurs avantages par rapport à la précédente :

- Elle permet de visualiser les pics à 1 photoélectron et le bruit de fond de l'électronique. Les données étant analysées par un programme informatique, on peut éliminer les événements de bruit de même que les pics superposés. La figure 4.10 montre le signal FADC correspondant à quelques pics à 1 phototélectron. Les deux pathologies visibles voies 33 (décalage du piedestal) et 35 (défaillance de numérisation ou *spike*) ont été traitées.
- En mesurant l'amplitude des pics, on obtient directement le spectre différentiel. On n'a donc pas l'incertitude liée à la différence de deux grands nombres qui apparaît lorsqu'on différencie le spectre intégral obtenu par la précédente technique.
- Cette technique ne nécessite pas de câblage particulier.

Cependant elle a aussi un défaut majeur : les FADC ont une gamme dynamique bien inférieure à celle des modules CAEN V258 B (cf section 4.8). Les mesures issues de cette

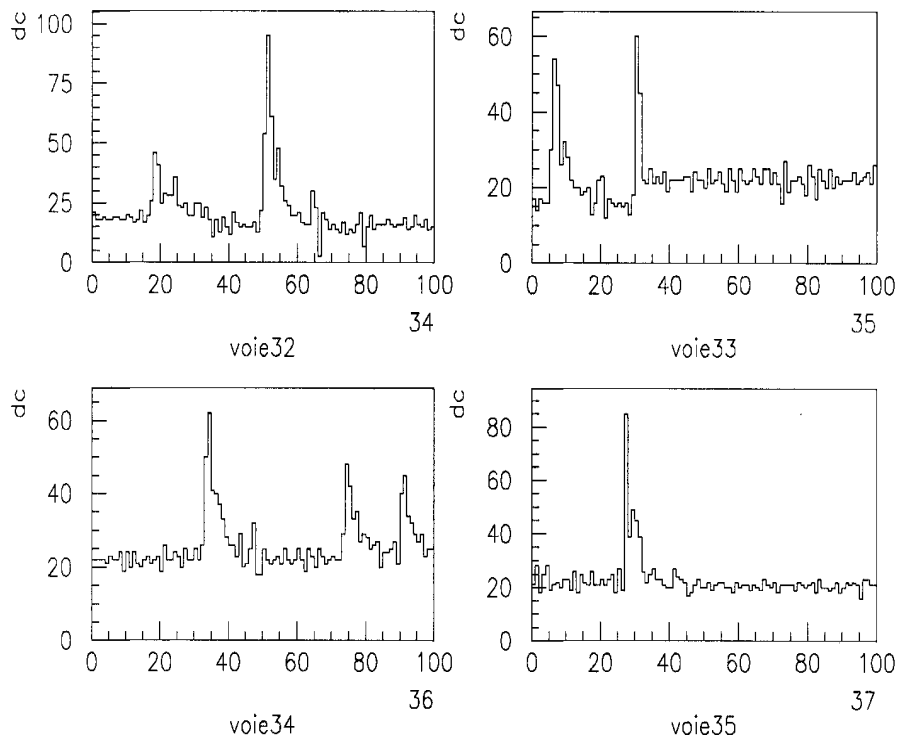


FIG. 4.10 – Pics à 1 photoélectron vus dans les FADC pour 4 voies différentes. L'abscisse est en échantillons FADC et l'ordonnée en pas codeurs. Cette figure montre quelques unes des pathologies que présentaient les FADC à l'époque de cette mesure : décalage du pedestal voie 33, *spike* voie 35.

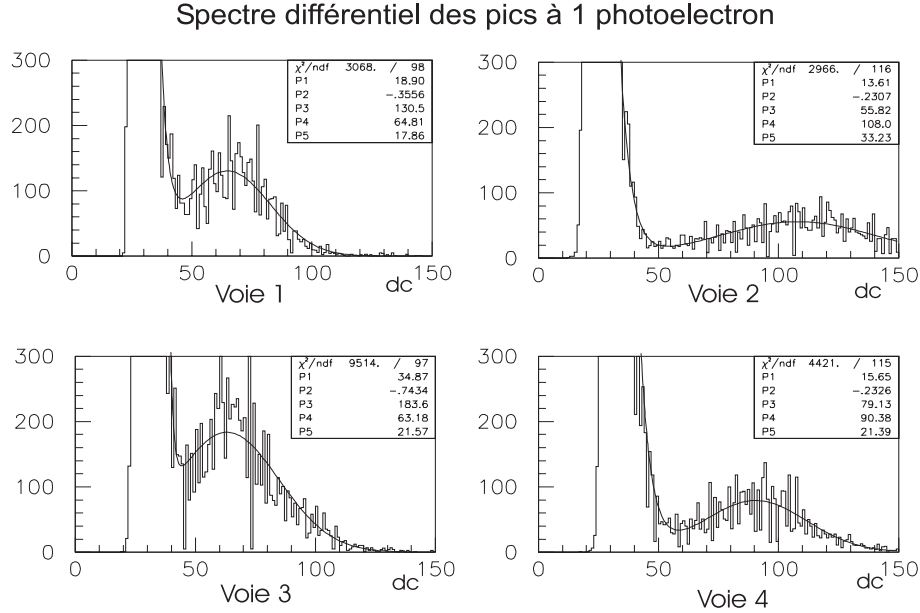


FIG. 4.11 – Spectres différentiel des pics à 1 photoélectron obtenus avec les FADC pour 4 PM. Haute tension utilisée : 1700 V. L'abscisse est en pas codeurs FADC.

technique sont en accord avec celles de la technique précédente, mais leurs incertitudes sont telles qu'elles n'ont pas été utilisées par la suite. La figure 4.11 montre les spectres différentiels obtenus avec les FADC.

Contrôle du courant d'anode des PM

La mesure des pics à 1 photoélectron dans les FADC a permis un autre contrôle intéressant : la comparaison entre l'intensité anodique mesurée directement par les bases des PM et la carte d'acquisition des courants et celle calculée en intégrant la charge correspondant aux pics à un photoélectron vus dans les FADC. Cette comparaison teste toute la chaîne électronique située entre l'anode des PM et les FADC.

L'intensité du courant d'anode peut s'écrire :

$$i = \frac{\sum_T q_j}{T} \quad (4.3)$$

T étant la durée de la prise de données et q_j la charge du pic à un photoélectron j :

$$T = \frac{nmem \times nev}{f_{FADC}} \quad (4.4)$$

$$q_j = \frac{A_j - P_j}{g_{FADC}} \frac{1}{g_{PM \rightarrow FADC}} \frac{\tau}{R} \quad (4.5)$$

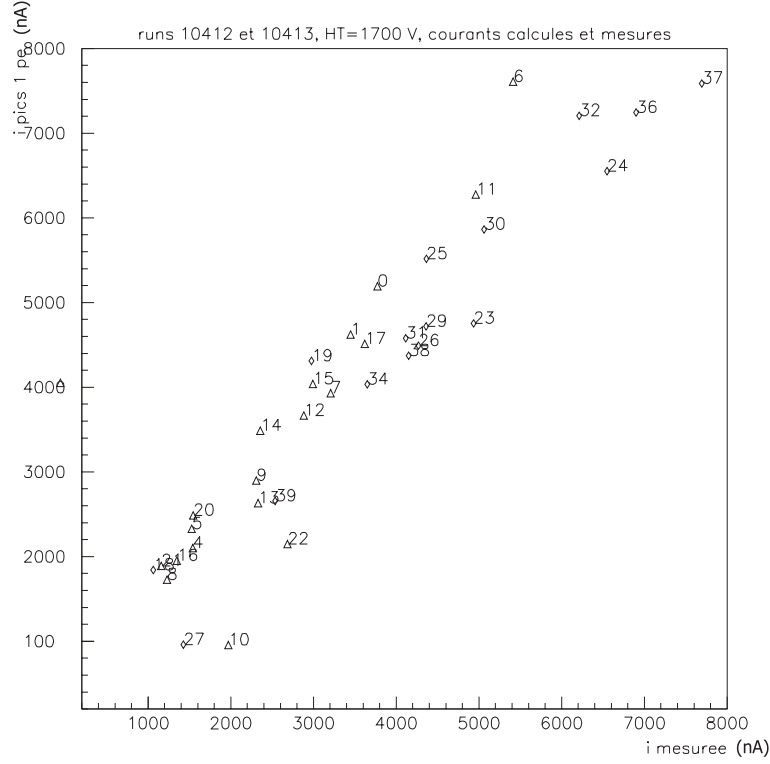


FIG. 4.12 – Courants d’anode mesurés par la méthode ci-dessus en fonction de ceux mesurés directement à la base des PM, à 1700 V. Les numéros correspondent aux voies d’acquisition.

$nmem$ étant le nombre d’échantillons FADC par fenêtre temporelle enregistrée, $nevt$ le nombre de ces fenêtres, $f_{FADC} = 930\text{ MHz}$ la fréquence d’échantillonnage des FADC, A_j et P_j l’amplitude et le pedestal du photoélectron j en pas codeurs, g_{FADC} le gain des FADC, $g_{PM \rightarrow FADC}$ le gain entre l’anode des PM et les FADC, $\tau = 3.5\text{ ns}$ la largeur à mi-hauteur des pics à 1 photoélectrons au niveau des FADC calculée à partir de 4.1 pour HT=1700 V et en tenant compte de l’élargissement du signal dans les câbles, et $R = 50\ \Omega$ la résistance de décharge de l’anode.

La figure 4.12 montre la corrélation entre l’intensité du courant d’anode mesurée directement et l’intensité calculée à partir des données FADC. Etant donnée la simplicité du calcul, la corrélation est bonne. Une meilleure estimation de τ ainsi qu’une sélection des bonnes voies FADC (cf 4.8) permettrait de refaire ce test avec une précision accrue.

4.5 Calibration relative de la chaîne optoélectronique

Comme on l'a vu à la section 4.3, l'efficacité du système héliostast + miroirs secondaires + cônes de Winston est différente d'une voie à une autre, et dépend du pointé. De plus, l'efficacité des photocathodes baisse inégalement d'un PM à un autre en fonction du temps, à cause de leur vieillissement. Tous ces facteurs aboutissent à un taux de conversion de lumière Čerenkov en photoélectrons très inégal d'une voie à une autre, et d'un run à un autre.

Une étude détaillée des gains de la chaîne optoélectroniques a été menée par Jamie Holder et Philippe Bruel [15], à partir d'une méthode déjà utilisée par M. Punch et Jamie Holder sur Whipple [16]. Ces gains ont été mesurés à partir de spectres en charges obtenus à l'aide des FADC, pendant des runs normaux, en utilisant pour les PM les gains calculés en 4.4.4. Pour chaque voie, le gain est proportionnel à l'écart entre A_x et A_y , les valeurs des charges par rapport auxquelles respectivement $x\%$ et $y\%$ des pics se trouvent au dessus. Les gains ont été calculés avec les valeurs $x=5$ et $y=30$, et normalisés run par run de façon à s'affranchir des effets de seuil et de qualité de ciel (cf section 5.4).

La partie gauche de la figure 4.13 illustre cette inégalité de gains relatifs pour un run pris non loin du transit de la nébuleuse du Crabe. On voit que les disparités de gain sont d'un facteur 2, et ce de façon non corrélée avec la distance entre la tour et les héliostats.

Un jeu nouveau de hautes tension a donc été calculé de façon à obtenir une réponse optoélectronique uniforme sur tout le détecteur en tenant compte de ces disparités. Les valeurs de ces hautes tensions ont été calculées à partir des équations 4.2 obtenues à la section 4.4.4. La partie droite de la figure 4.13 montre le résultat de cette opération : après correction, les disparités entre gains relatifs, sur un autre run pris lui aussi non loin du transit de la nébuleuse du Crabe, ont été réduits à l'ordre de 10%.

Ces gains sont utilisés de façon standard depuis Mars 2000. Il est important de noter qu'ils équilibrent le détecteur uniquement dans la région proche du transit de la nébuleuse du Crabe. Cet équilibre disparaît au fur et à mesure qu'on s'en éloigne (cf section 4.3). La dépendance en azimuth du gain relatif des différentes voies a été mesurée avec une série de runs pris à des pointés différents. Elle est linéaire dans la gamme d'angles utilisée par CELESTE. La figure 4.14 montre la corrélation entre cette pente et l'angle que fait la direction tour-héliostat avec le Nord. Elle montre clairement la composante géométrique des disparités de l'efficacité optoélectronique.

4.6 Le déclenchement

4.6.1 Le but : les photons γ de 30 GeV

Pour détecter des photons γ de 30 GeV, CELESTE doit se déclencher sur un signal d'en moyenne 3 pe par héliostat (cf eq. 3.12) répartis sur une durée de quelques nanosecondes, et uniformément dans le champ d'héliostats. Cette détection est un véritable défi car,

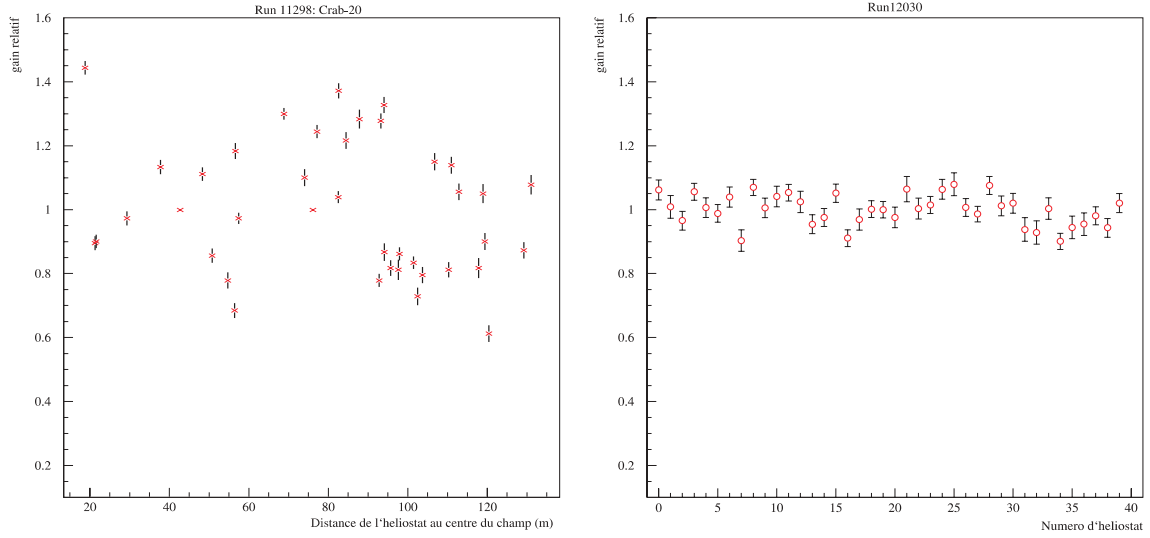


FIG. 4.13 – Gains optoélectroniques relatifs avant correction (en fonction de la distance héliostat-tour) et après correction (en fonction du numéro de voie). Après correction, les écarts ont été réduits à l'ordre de 10%.

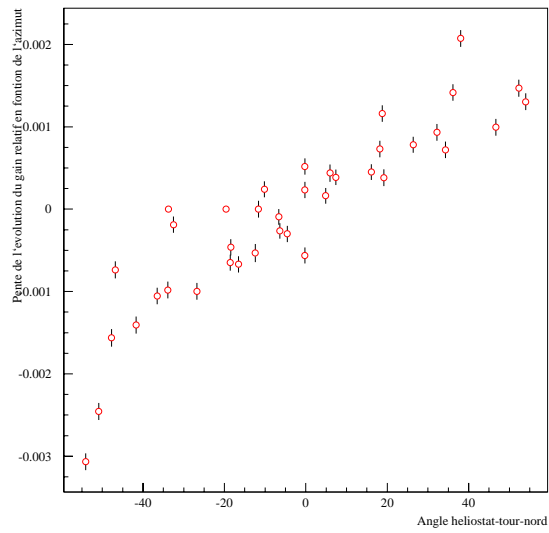


FIG. 4.14 – Pente de la dépendance en azimuth des gains relatifs en fonction de l'angle que fait la direction tour-héliostat avec le Nord.

l'impulsion électrique produit par un photoélectron unique ayant une largeur à mi-hauteur de 3 ns, ce signal est du même ordre de grandeur que le bruit, poissonnien, de 1 pe/ns.

La probabilité poissonnienne que n photoélectrons se retrouvent superposés dans un intervalle de temps donné s'écrit :

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!} \quad (4.6)$$

Le tableau suivant donne la probabilité de présence de n photoélectrons au minimum dans un intervalle de 3 ns, dans le cas où $\langle n \rangle = 3 \text{ pe/ns}$. Cette probabilité donne un repère aussi bien pour le bruit que pour le signal Čerenkov issu d'un photon γ de 30 GeV. La troisième colonne du tableau donne la moyenne $\langle N \rangle$ du nombre de photocathodes qui donnent $m \geq n$ photoélectrons.

n	$P(n)$	$\langle N \rangle$ tel que $m \geq n$
0	0.05	40
1	0.15	38.0
2	0.22	32.0
3	0.22	23.1
4	0.17	14.1
5	0.10	7.4
6	0.05	3.4
7	0.02	1.3

4.6.2 Le principe du déclenchement de CELESTE

Le signal que donne un photon γ de 30 GeV dans une seule voie est noyé dans le bruit de fond de ciel. Il faut donc augmenter le rapport signal/bruit. Un moyen simple pour cela est de sommer analogiquement les signaux issus d'un maximum de voies, en les synchronisant. Cette synchronisation n'est pas triviale :

- les chemins optiques des différentes voies dépendent du pointé. Etant donnée les grandes dimensions du champ d'héliostat, Une zone de pointé circulaire de 30° autour du Zénith requiert des retards allant jusqu'à ~ 600 ns, soit ~ 150 m de câbles ;
- la durée intrinsèque du flash Čerenkov étant de l'ordre de quelques nanosecondes, le pas de réglage de ces retards doit être égal à 1 ns .

La somme non plus n'est pas triviale : une somme analogique des 40 voies serait sensible aux muons. Très pénétrants, ils émettent de grandes quantités de lumière tout près des héliostats, engendrant des signaux intenses qui mimeraient le front d'onde d'un photon γ de basse énergie dans une telle somme. Heureusement, le flux des muons est tel que dans l'intervalle de temps correspondant à la durée du flash Čerenkov issu d'un photon γ , la probabilité d'en voir plusieurs est très faible.

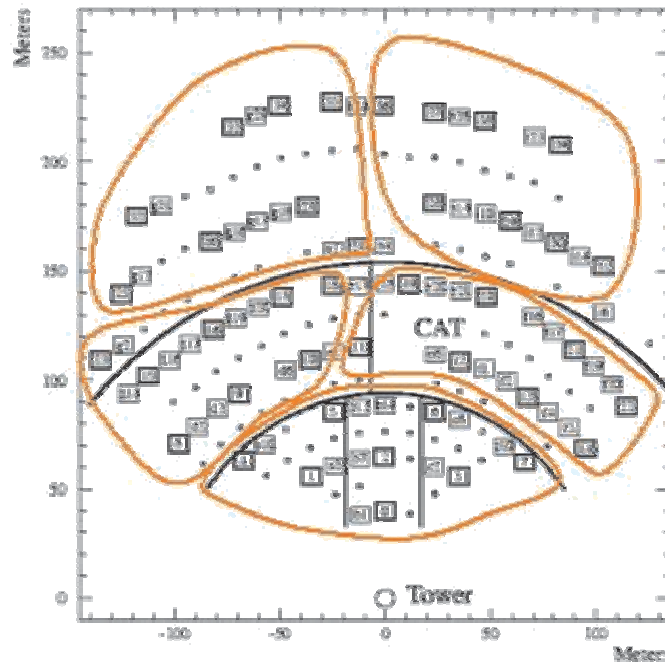


FIG. 4.15 – Répartition des héliostats dans les groupes de synchronisation et de sommation analogique du signal.

La solution de ces deux problèmes réside donc dans un système hybride de somme analogique et de logique de majorité. Les signaux issus des PM sont synchronisés, sommés et comparés à un seuil de déclenchement par groupes. Chaque groupe génère un signal logique en fonction du résultat de la comparaison. Ces signaux passent à travers des retards logiques, qui synchronisent les groupes entre eux, puis entrent dans un voteur majoritaire qui exige qu'un minimum de N groupes aient vu le signal pour déclencher le détecteur. La configuration utilisée par CELESTE est de 5 groupes de 8 héliostats. Ces groupes ont été choisis géométriquement compacts de façon à minimiser les valeurs extrêmes des retards analogiques et à maximiser le champ de vue (fig. 4.15).

4.6.3 Les modules de déclenchement

Principe

La synchronisation et la sommation analogique des signaux issus des 8 voies de chaque groupe sont assurées par des modules fabriqués au CENBG. Ces opérations se font en

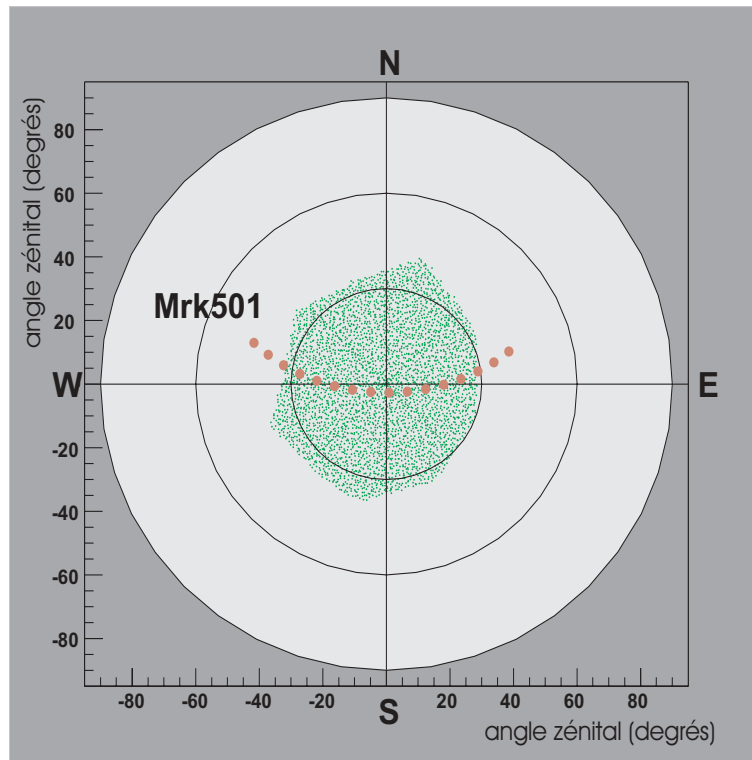


FIG. 4.16 – Champ de vue de CELESTE avec la configuration de groupes de déclenchement et de lignes à retards adoptée pour la phase à 40 héliostats [18]. Les points, espacés de 30 minutes, représentent le parcours de Mrk501 dans le ciel.

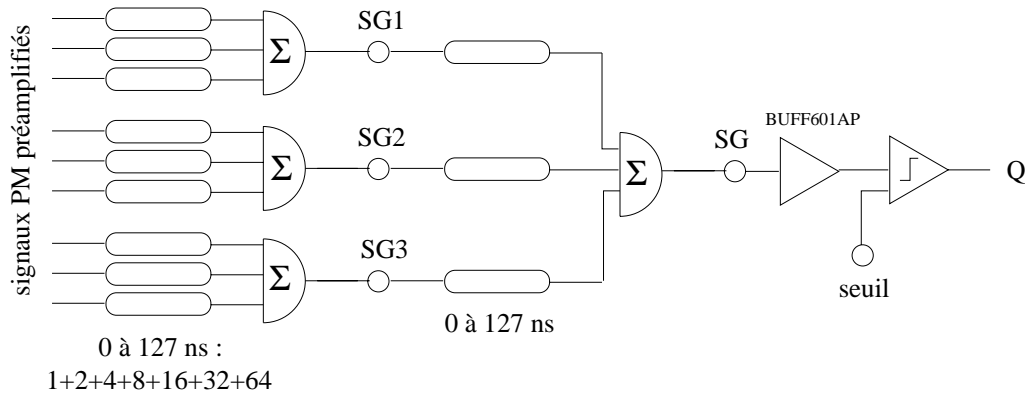


FIG. 4.17 – Schéma de principe des modules de déclenchement. Le signal est mis en temps et sommé en deux étapes par sous-groupes de 3.

deux étapes par 3 sous-groupes de 3 voies, le module possédant 9 entrées. Chaque signal est synchronisé avec son sous-groupe, sommé avec , puis cette opération est répétée pour les sorties des trois sous-groupes. La figure 4.17 montre le schéma de principe de ces modules qu'on nomme modules de déclenchement.

Chaque ligne à retard est composée d'une série de câbles RG58 de 1,2,4,8,16,32 et 64 ns activés par des relais, lui conférant une gamme de 0 à 127 ns par pas de 1 ns. Des atténuateurs sont disposés en parallèle des câbles de 8,16,32 et 64 ns pour minimiser la variation du gain de l'ensemble en fonction du retard programmé. La disposition géométrique de chaque sous-groupe a été choisie la plus compacte possible pour minimiser les valeurs extrêmes des retards et maximiser le champ d'observabilité de CELESTE, celui-ci étant tributaire des possibilités de synchronisation. Des lignes à retards fixe extérieures aux modules ont du être utilisées pour mettre en temps les groupes les plus étendus. Le signal final est comparé à un seuil programmable dans un discriminateur dont la sortie logique est ensuite dirigée d'une part vers des modules de retard logique et d'autre part vers des échelles de comptage.

Les retards ainsi que le seuil du discriminateur sont commandés par un port RS 232. A l'intérieur de la boîte, les douze cartes correspondant aux lignes à retard sont commandées par un bus SPI.

Des points de contrôle ont été prévus sur ces modules au niveau des sorties de chaque sommateur (points SGX et SG). Ces points ont permis de tester et calibrer les retards. Une sortie spéciale permet également de contrôler le seuil programmé du discriminateur. Cependant une attention particulière doit être portée sur l'amplificateur opérationnel BUFF601AP situé entre SG et l'entrée du discriminateur, dont la bande passante et le gain détériore le signal et empêche une comparaison directe entre SG et la sortie de contrôle du seuil.

Tests et calibration

Un banc de test a été développé pour calibrer de façon automatique chacun des retards de tous les modules. En voici le principe : une impulsion de -700 mV et de 6 ns de largeur à mi-hauteur a été introduite dans une entrée, et le signal de sortie est échantillonné dans un FADC ETEP-301C (cf section 4.8) commandé par la sortie TTL du générateur elle-même retardée par un module de retard logique commercial. La moyenne sur 30 mesures de la position du pic dans le plan mémoire du FADC, reconstruite par un algorithme simple, permet d'atteindre une résolution de 0.1 ns. La mesure de l'amplitude des pics permet également de mesurer les écarts d'atténuation d'un retard à un autre avec une précision de 1%.

Ces tests ont permis d'aboutir à des modules dont les retards sont justes à 0.5 ns près, et dont les atténuateurs, pour une voie donnée, compensent les lignes à retards auxquelles ils correspondent à 3% près avec les impulsions utilisées. La moyenne du gain de toutes les voies, en incluant les deux étages et toutes les combinaisons de retards programmables, est :

$$\langle g \rangle = 0.30 \pm 0.02 \quad (4.7)$$

la RMS de 0.02 se composant de ± 0.01 de RMS entre les valeurs moyennes des différentes voies, ± 0.01 de fluctuation en fonction du retard programmé et ± 0.01 d'erreur sur la mesure.

Les discriminateurs ont été étalonnés dans le cadre d'une calibration globale des modules, n'utilisant pas les sorties de contrôle mais s'intéressant directement à la sortie logique de ceux-ci en fonction de leur signal d'entrée et de leur seuil programmé. Cette calibration inclut ainsi le composant BUFF601AP.

Remarque : selon le fabricant, le gain en courant continu du BUFF601AP est de 0.95, avec une bande passante de 900 MHz pour des signaux de 0.2 V crête à crête et de 700 MHz pour des signaux de 1.4 V crête à crête. C'est dans cette gamme que se situent nos signaux physiques. Le gain du composant a été mesuré avec un signal de 250 MHz et 40 mV crête à crête et vaut en fait 0.90.

Les conclusions qu'on peut tirer de ces calibrations en amplitude sont délicates car les impulsions physiques ont une largeur variable, comprise entre 3 et 8 ns. Une reproduction fidèle de ces impulsions nécessite donc un générateur d'impulsions très rapide ainsi qu'une bonne connaissance de la forme et de la distribution en largeur des signaux physiques. D'autre part, les atténuateurs sont identiques pour les deux étages de sommation, alors que les compensations qu'ils traitent sont différentes : lors de la seconde sommation, les signaux sont plus larges et donc moins atténués dans les câbles que lors de la première.

Déformation temporelle du signal

Il est important de noter que l'atténuation de l'amplitude du signal d'un facteur 3.3 (eq. 4.7) qui se produit dans les cartes à retard a deux origines différentes. Dans les câbles, la perte de charge est faible et l'atténuation est essentiellement due à l'élargissement du signal. Dans les atténuateurs, composés de résistances, c'est le contraire. La déformation temporelle du signal dépend donc du retard programmé. C'est une des raisons fondamentales pour laquelle on doit comparer les données ON et OFF sur la même trajectoire de suivi (cf section 5.6.1).

4.6.4 Les retards logique et le voteur majoritaire

Les signaux logiques issus des modules de déclenchement sont synchronisés dans le module CAEN V486, puis leur coïncidence est détectée dans le voteur majoritaire CAEN V495. La largeur de la porte de coïncidence entre les signaux des 5 modules de déclenchements doit être la plus petite possible pour rejeter le plus de bruit de fond de ciel possible, tout en étant assez grande pour ne pas limiter l'acceptance des γ . La valeur de 10 ns a été choisie car elle rend le bruit de fond de ciel négligeable aux seuils utilisés couramment (cf section 5.1.1) tout en étant large quant à l'acceptance. Cet argument provient d'une étude menée avec la simulation, illustrée par la figure 4.18. Aucune étude n'a été menée sur ce sujet en conditions réelles depuis que le détecteur est dans sa configuration actuelle.

Les modules V486 et V495 sont pilotés par un contrôleur VME et fonctionnent en ECL différentiel. Des convertisseurs ECL-NIM assurent leur interface avec le reste du dispositif expérimental. La gamme de retards du module V486 s'étend de 124 à 631 ns, avec un codage sur 8 bits qui assure un pas d' ~ 2 ns. La largeur des portes logiques du signal de sortie est également codée sur 8 bits, de 0 à 500 ns. Le module V495 est utilisé en mode de fonctionnement dit "lookup table". La durée de coïncidence minimale que doivent avoir signaux d'entrée de ce module pour qu'ils soient effectivement vus comme coïncidents a été déterminée à l'oscilloscope et vaut 5 ± 0.5 ns. La largeur des portes de sortie du V486 sont donc réglées à 15 ns. Les majorités utilisées le plus souvent sont de 3 ou 4 groupes sur 5 (cf section 5.1.2).

4.6.5 Le temps mort de l'ensemble V486+V495

Chaque voie du module V486 est affublée d'un temps mort qui vaut, selon le fabricant, 1.5 fois le retard qui y est programmé. Ces retards étant de l'ordre de 500 ns, et le taux comptage des groupes de déclenchement pouvant dépasser 200 kHz, ce temps mort doit être pris au sérieux et étudié avec rigueur. Le comportement du module V486 a donc été étudié à l'aide d'un générateur d'impulsions, d'un convertisseur NIM-ECL / ECL-NIM et d'un oscilloscope, le V486 étant piloté avec le Master Run Controller (cf section 4.7).

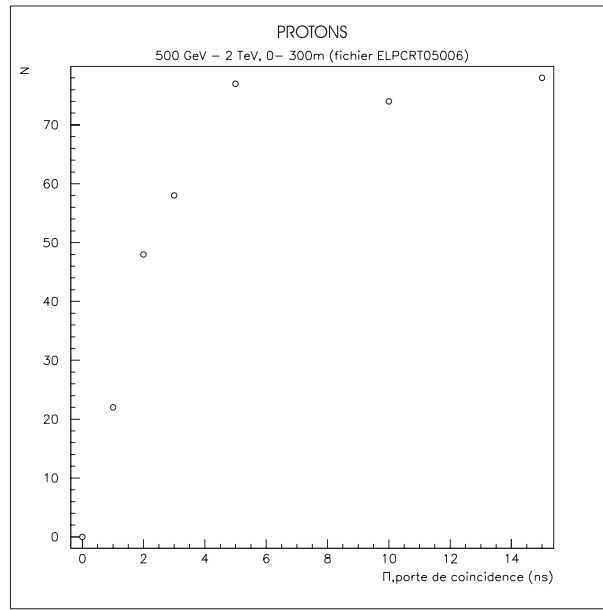


FIG. 4.18 – Acceptance du détecteur (en unité arbitraire) pour des protons d'énergie comprise entre 500 GeV et 2 TeV et de pied de gerbe inscrit dans un disque de 300 m autour du pivot en fonction de la largeur de la porte de coïncidence (en ns). La cassure se situe en deçà de 6 ns. Il en est de même pour les γ de 30 à 300 GeV inscrits dans un disque de 100 m de rayon. Pour les γ de pied de gerbe compris entre 100 et 150 m, la cassure se situe vers 10 ns. La simulation utilisée ici pour les cascades atmosphériques est CORSIKA.

Le problème des petits retards

Il a été constaté que lorsque le module est programmé avec des retards inférieurs à 7 de soit 138 ns, la voie concernée se bloque complètement jusqu'à une nouvelle programmation : aucune impulsion de sortie n'est émise dans cette voie suite à une impulsion d'entrée. Ces valeurs ne sont donc pas utilisées.

Comportement du module lorsqu'il reçoit deux impulsions consécutives

On en distingue trois comportements selon l'écart temporel entre deux impulsions consécutives entrant dans la même voie. Soient i l'indice de l'impulsion, t_i l'instant de l'impulsion i , Δt_i le retard programmé de la voie étudiée pour l'impulsion i et Π la largeur du signal logique émis par le V486 en voie de sortie.

Les instants qui délimitent les différents comportements du module sont (fig. 4.19) :

$$t_A = t_{i-1} + \Delta t_i + \Pi \quad (4.8)$$

et

$$t_B = t_{i-1} + \Delta t_i + \Pi + 150 \text{ ns} \quad (4.9)$$

- Si $t_i < t_A$: aucune impulsion en sortie, la voie est bloquée par le traitement de l'impulsion précédente ;
- Si $t_A < t_i < t_B$: l'impulsion est traitée mais le retard qui lui est appliqué n'est pas le retard programmé. Ce retard est, selon une approximation linéaire :

$$\Delta t' = \Delta t - \frac{30}{150}(t_B - t_i) \quad (4.10)$$

- Si $t_B < t_i$: l'impulsion est traitée normalement.

Un signal de déclenchement peut donc être perdu de deux façons : le signal d'une (ou plusieurs) des voies peut avoir été émis avec un mauvais retard ou n'avoir pas été émis du tout.

Calcul du temps mort

Ce calcul s'appuie sur quelques hypothèses :

- Il n'y a aucune corrélation entre le déclenchement de deux groupes différents. Cette hypothèse est raisonnable dans la mesure où le déclenchement des groupes est principalement dû au bruit de fond de ciel. (cf section 5.1.1)
- Une impulsion dont le retard programmé est faussé de plus de 10 ns est considérée comme perdue. Ceci suppose que la mise en temps entre les différents groupes est parfaite. C'est légèrement faux puisque le réglage des retards logiques a un pas de 2 ns, et que les mises en temps ne sont pas parfaites, comme l'indiquent les résidus qu'on observe dans les FADC. (cf section 6.2.3).

Retard effectif du module V486

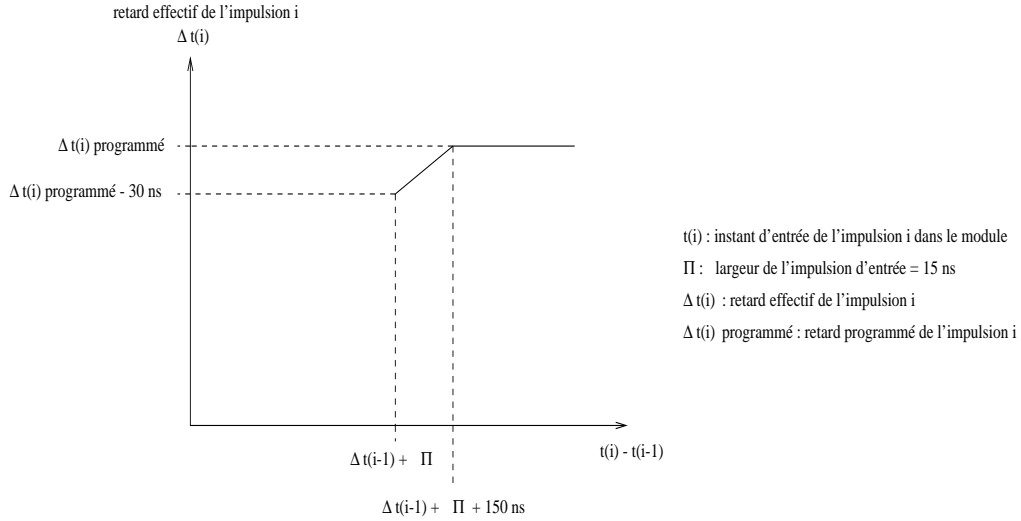


FIG. 4.19 – Comportement d'une voie du V486 en fonction de l'écart entre deux impulsions qui y entrent consécutivement.

– Toutes les combinaisons de 3 groupes sont équiprobables dans la population des événements qui ont déclenché. Ceci est vrai en première approximation, on peut le vérifier en reconstituant les sommes des groupes à partir des informations des FADC. Soit τ le temps mort suivant une impulsion $i - 1$.

$$\tau = \Delta t_{i-1} + \Pi + 150 - \frac{150}{30} \times 10 = \Delta t_{i-1} + 15 + 150 - 50 = \Delta t_{i-1} + 115 \text{ ns} \quad (4.11)$$

Soit f_e le taux de déclenchement d'un des 5 groupes, et f_p le taux de comptage de la voie correspondante après passage à travers le V486. On a la relation :

$$f_p = f_e(1 - f_p\tau) \Rightarrow f_e = f_p(1 + f_e\tau) \Rightarrow f_p = \frac{f_e}{1 + f_e\tau} \quad (4.12)$$

Soit ε l'efficacité de la voie correspondante du V486. On a :

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + f_e\tau} \quad (4.13)$$

Comme la plupart des runs ont été pris en majorité 3/5, concentrons nous sur la majorité 3/5. Les études de taux de comptage en fonction du seuil (cf section 5.1) ont montré que vers 45 mV de seuil pour les groupes de déclenchement, les passages de la

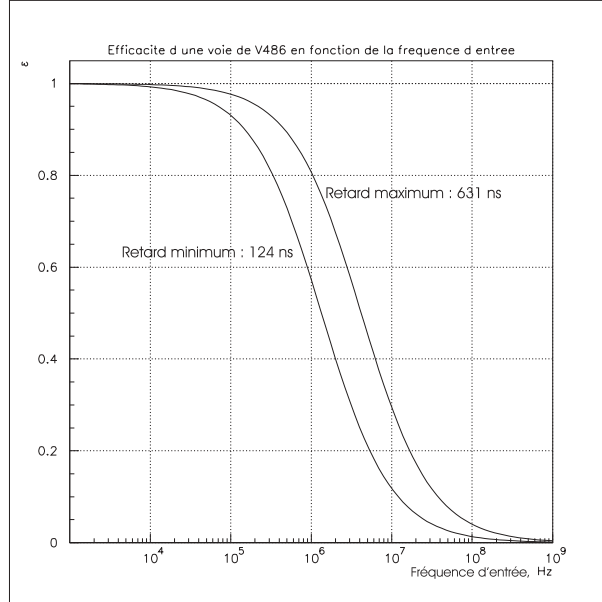


FIG. 4.20 – Efficacité d'une voie du module V486 en fonction de la fréquence de son signal d'entrée. La courbe de gauche correspond au retard minimum et celle de droite au retard maximum.

majorité 3/5 à 4/5 puis 4/5 à 5/5 entraînaient une chute du taux de comptage d'un facteur ~ 2 . La répartition du nombre de groupes qui dépassent le seuil de déclenchement parmi les événements déclenchant en majorité 3/5 est : $1/2 \times \{3/5\} + 1/4 \times \{4/5\} + 1/4 \times \{5/5\}$. Soit τ_N le temps mort du déclenchement du au V486 pour les événements où N groupes déclenchent.

- Quand 4 groupes déclenchent, $\tau_4 = \frac{\tau_3}{C_4^3} = \frac{\tau_3}{4}$.
- Quand 5 groupes déclenchent $\tau_5 = \frac{\tau_3}{C_5^3} = \frac{\tau_3}{10}$.
- Le temps mort total est donc $\tau = \tau_3 \times (\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \times \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \times \frac{1}{10}) \simeq \frac{\tau_3}{2}$. En majorité 3/5, la composante de temps mort du V486 des événements où 4 ou 5 groupes dépassent le seuil de déclenchement est donc négligeable.

On peut donc calculer l'efficacité du déclenchement par rapport au temps mort du V486 à partir des événements à 3 groupes présents, puis obtenir directement l'efficacité moyenne sur tous les événements par cette approximation.

Soient $\varepsilon_{3groupes}$ l'efficacité du V486 au niveau du déclenchement pour les événements à 3 groupes, ε_l l'efficacité du V486 pour la voie l, f_l le taux de comptage de la voie l en entrée du V486 (le f_e précédent) et i, j et k les indices des groupes de déclenchement. On obtient, en majorité 3/5 :

$$\varepsilon = \left(\frac{1 + \varepsilon_{3 \text{ groupes}}}{2} \right) \quad (4.14)$$

avec :

$$\varepsilon_{3 \text{ groupes}} = \frac{1}{C_5^3} \sum_{\substack{i=1,5 \\ j=i+1,5 \\ k=j+1,5}} \left(\prod_{l=i,j,k} \varepsilon_l \right) = \frac{1}{C_5^3} \sum_{\substack{i=1,5 \\ j=i+1,5 \\ k=j+1,5}} \frac{1}{\prod_{l=i,j,k} (1 + f_l(\Delta t_l + 115))} \quad (4.15)$$

La figure 4.21 illustre l'évolution du temps mort lié au V486 en fonction du taux de comptage des groupes de déclenchement et du réglage des retards logiques.

4.7 L'acquisition

L'acquisition de CELESTE (fig. 4.22) enregistre sur disque plusieurs types de données à partir d'une station de travail HP communiquant avec différents clients par TCP-IP. Pour chaque événement déclenchant le détecteur, on enregistre les signaux échantillonnés dans les FADC ainsi que la date, fournie par le système GPS. Certains taux de comptage, les informations sur le suivi des héliostats, les mesures des hautes tensions et des courants d'anode des PM, ainsi que les paramètres météorologiques mesurés dans le champ d'héliostat et au sommet de la tour sont quant à eux sauvés à intervalles réguliers, indépendamment du déclenchement.

La figure 4.22 montre la répartition des éléments de l'acquisition. Les retards logiques, le voteur majoritaire, les échelles de comptage et le module GPS sont disposés dans un premier châssis VME. Les 20 cartes FADC sont disposées dans deux autres châssis VME. Etant donnée la forte puissance dissipée par les FADC (cf tableau 4.4) un espacement VME libre a été préservé entre chaque carte pour en permettre le bon refroidissement.

Les FADC sont cadencés par une horloge externe de 930 MHz jusqu'au 13 Octobre 1999 et de 940 MHz depuis cete date. Ce changement de fréquence est lié à l'installation dans l'horloge d'un système d'asservissement interne qui en stabilise la fréquence.

Le mode de fonctionnement des FADC est basculé entre ACQUISITION et LECTURE (cf section 4.8) par un module externe qui gère également la synchronisation entre les cartes de contrôle des 3 châssis VME via leurs ports CIO32. Quelques unités logiques NIM non indiquées sur la figure complètent l'électronique de synchronisation.

La datation GPS

La datation GPS (Global Positioning System) est effectuée via un module DATUM et une antenne située au sommet de la tour qui interprète les informations issues des satellites

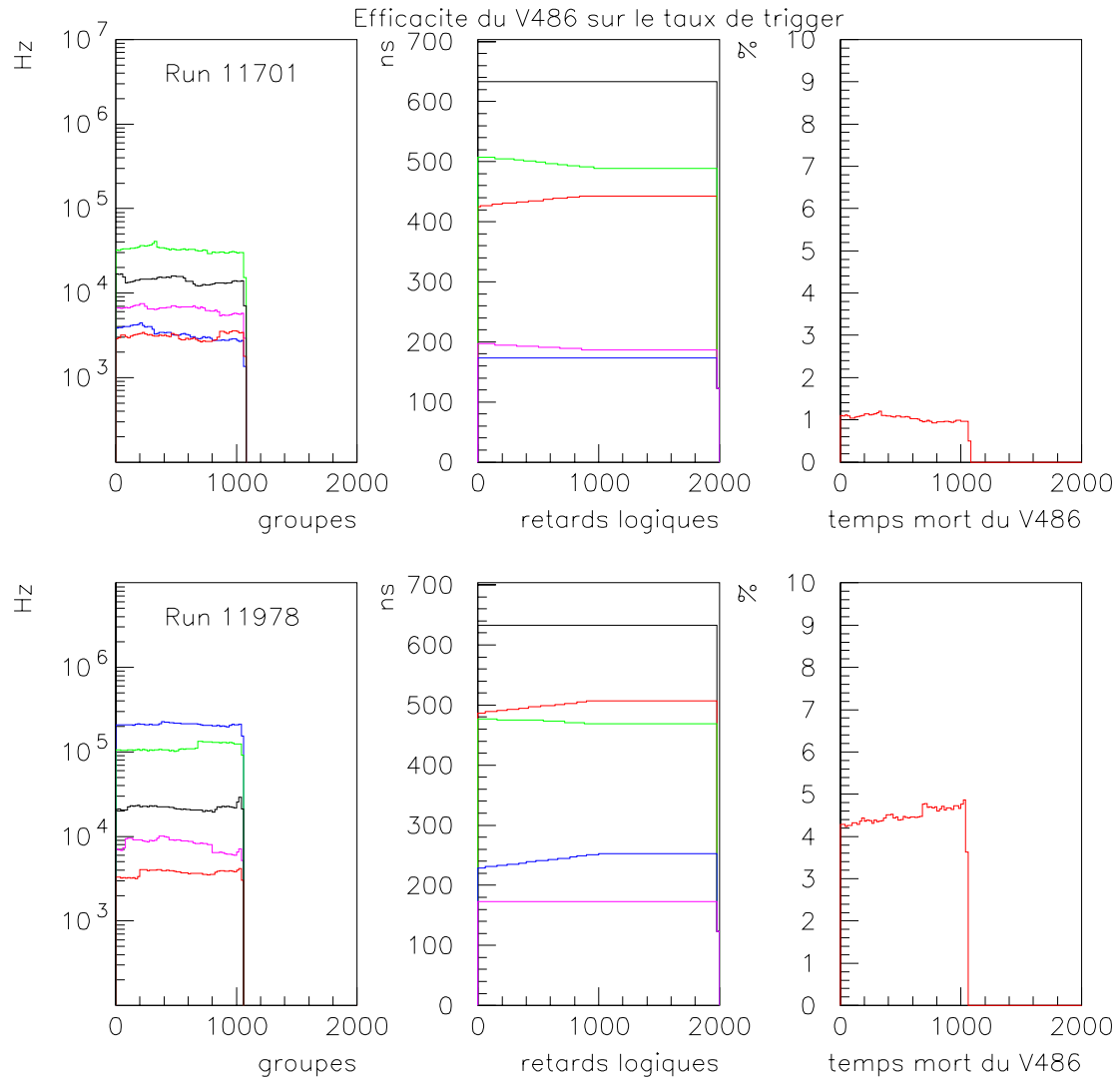
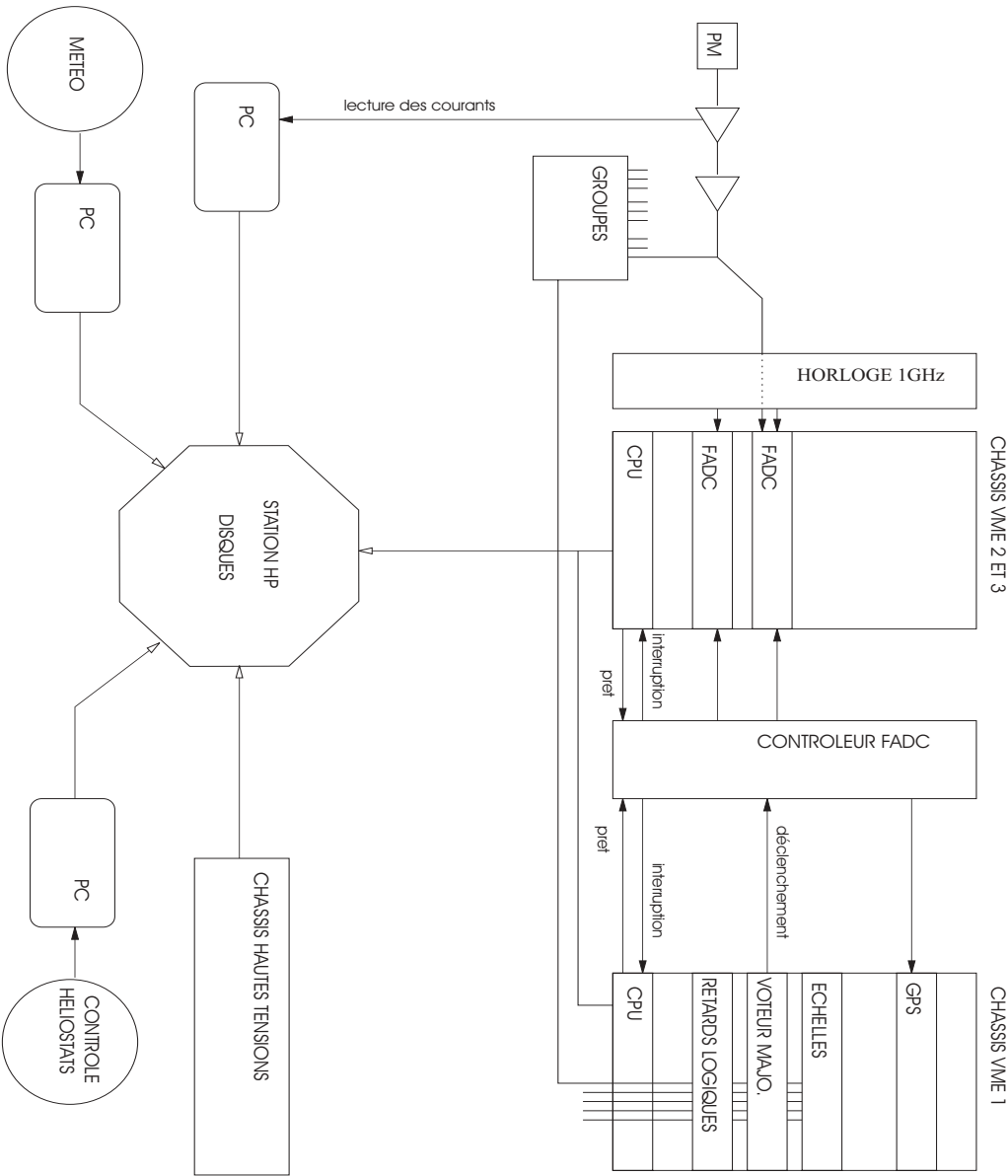


FIG. 4.21 – Pour deux runs différents (en haut et en bas), l'évolution de trois grandeurs en fonction du temps. L'abscisse est en secondes. A gauche : le taux de comptage des groupes de déclenchement ; au milieu : le réglage des retards logiques du V486 ; à droite : le temps mort qui en découle. L'ordre de grandeur de ce temps mort est, en conditions normales, de quelques %. (Ces deux runs ont duré $\simeq 1100$ s. La valeur des retards logiques s'étendant au delà de cette durée est artificielle.)

FIG. 4.22 – Schéma de principe de l'acquisition. Les PM sont situées à la focale des miroirs secondaires. Le premier étage de préamplification du signal des PM est situé dans leurs bases, et le second dans des armoires placées derrière l'un des miroirs secondaires. Tout le reste de l'acquisition, hormis la station météo, et situé dans la salle de contrôle localisée en haut de la tour, juste en dessous des miroirs secondaires.



de ce système. Sa précision inférieure à la μs est utilisée non seulement pour l'étude des pulsars mais aussi pour étiquetter les événements obtenus simultanément avec CAT.

les courants

Les courants d'anode des PM sont mesurés avec une constante de temps de 100 μs . Le signal traduisant l'intensité est alors soumis à un filtre passe-bas, additionné d'un piédestal et codé sur 12 bits par une carte PCI. Lors d'une acquisition normale, les valeurs enregistrées sur disque sont les moyennes sur 15 s.

les échelles de comptage

On mesure les taux de comptage à toutes les étapes du déclenchement : tout d'abord au niveau des 5 groupes, ensuite au niveau du voteur majoritaire et enfin au niveau de la lecture des événements. Les taux de comptage des groupes permet de calculer le temps mort du aux retards logiques (cf section 4.6.5) et le rapport entre les deux derniers taux de comptage donne directement le temps mort lié à la lecture des FADC. Le taux de comptage des groupes, sensible aux coïncidences fortuites, donne aussi des indications sur le bruit de fond du ciel et notamment sur les passages nuageux. Les valeurs enregistrées sur disques sont par défaut les moyennes sur 5 s.

les hautes tensions

Depuis début Octobre 1999, les valeurs des hautes tensions appliquées aux PM telles que le chassis qui les produit les mesure sont sauvées toutes les 30 s.

Le suivi des héliostats et le réglage des retards

Le PC qui pilote les héliostats donne toutes les 10 s l'état de leur suivi. Le chassis VME pilote, dans lequel se trouve le module V486 et par lequel sont pilotés les modules de déclenchement par port RS232, donne les valeurs des réglage des retards à chaque fois qu'ils sont réactualisés pour tenir compte de la rotation de la Terre : toutes les 30 s.

la météo

Une station météo située au niveau du champ d'héliostats fournit des mesures de température, pression, hygrométrie, direction et vitesse du vent automatiquement et envoie des paquets TCP-IP collectés par l'acquisition une fois par minute. Cette station fournit aussi le point de rosée, qui est un bon indicateur de la probabilité d'apparition de brume, de givre ou de rosée. Un anémomètre situé au sommet de la tour complète ces informations et donne un signal d'alerte dès que le vent dépasse les 30 km/h, vitesse à partir de laquelle il est recommandé de fermer la grande porte de la tour et de remettre les héliostats en position horizontale.

Nombre de voies	2
Tension d'entrée du signal	0 à -2 V
Impédance d'entrée	50 Ω
Capacité d'entrée	15 pF
Bande passante du signal	jusqu'à 500 MHz
Vitesse de conversion	950 MHz par voie
Résolution	8 bits
Puissance dissipée	60 W
Profondeur de la mémoire	2 ko par voie

TAB. 4.4 – Caractéristiques techniques des FADC

4.8 Les FADC

Les FADC 1GHz utilisés actuellement sur CELESTE ont été développés par l'entreprise *etep* (études techniques - électronique professionnelle) en 1998. Le CENBG a participé aux tests des premiers prototypes. Ces cartes ont été fabriquées en série et intégrées dans l'expérience fin 1998.

4.8.1 Les FADC etep-301c

Ces FADC sont construits autour d'un codeur de 8 bits à 1 GHz doté de deux sorties à 500 MHz. En 1998 des mémoires aussi rapides n'existaient pas : ces deux ports ont dû être démultiplexés de façon à atteindre une cadence permettant la translation en technologie TTL rapide et l'écriture dans des mémoires RAM statiques de 6 ns de temps d'accès [17]. Ce démultiplexage est assuré par deux étages de bascules précisément synchronisées.

L'acquisition est commandée par une porte logique NIM. En mode acquisition, la carte enregistre le signal en continu dans une mémoire circulaire de 2 ko. Lorsque l'acquisition est interrompue, l'adresse du dernier octet écrit est mémorisée dans un registre. L'instant précis de cette interruption au sein des 8 échantillons du dernier octet écrit est codée dans le plan mémoire sous la forme de la position d'un signal appelé vernier (par analogie avec les pieds à coulisse), situé immédiatement après le dernier octet écrit et identifiable à la séquence hexadécimale 0x0000FFFF. Ce signal est automatiquement produit par la réinitialisation des bascules de démultiplexage qui suit l'interruption de l'acquisition.

La figure 4.10 (p.81), montre des signaux FADC correspondant à des pics à 1 photo-électron.

4.8.2 Comportements particuliers

Voici une revue des comportements particuliers qu'ont présenté les FADC. Ces problèmes se sont pas présentés sur toutes les cartes mais seulement sur certaines voies, et de

manière parfois épisodique.

Voici les problèmes qui ont été résolus ...

- le signal enregistré présentait des épisodes où 4 échantillons consécutifs avaient la même valeur
- les signaux étaient hachés par des problèmes d'inversion d'octets entre le codeur et les mémoires (fig. 4.10, voie 32 et voie 33 et p. 122, voie H03)
- le piedestal oscillait sporadiquement entre deux valeurs (fig. 4.10, voie 33)

... et les problèmes qui perdurent :

- les signaux échantillonnés présentent des défaillances appelés *spikes* illustrées par ce qu'on voit sur le front montant du pic fig. 4.10, en bas à droite, et p. 122, voie I13. Ces défaillances sont prises en compte lors de l'analyse des données FADC.
- les FADC fonctionnent très mal à leur vitesse nominale de 950 MHz. Ils ont donc été cadencés à 930 puis à 940 MHz (voir section 4.7).
- la largeur en mV correspondant à un bit d'échantillonnage est très variable : elle peut fluctuer d'un facteur 4 d'un bit à un autre. Ceci est dû à la répartition trop approximative des seuils des comparateurs qui codent le signal. Ces comparateurs étant intégrés dans les codeurs, leurs seuils ne sont pas réglables par l'utilisateur. La figure 4.23 illustre ce problème : la distribution des valeurs codées lors de l'échantillonnage d'un bruit approximativement gaussien est complètement crénelée. Chaque voie de FADC possède sa propre structure en créneaux, qui en constitue une sorte de signature. Ce problème dégrade la résolution de codage des FADC d'un facteur 3 ; on parle de codage sur 6.5 bits.

4.8.3 Calibration

Avec des signaux de quelques nanosecondes, les effets de bande passante sont importants. L'instrument de référence utilisé pour la mesure des signaux tests est l'oscilloscope TEKTRONIX TDS 620 B, dont la bande passante est de 500 MHz. Les FADC ont selon le constructeur une bande passante de 500 MHz également. La calibration d'un instrument par l'autre élimine donc ce problème : ce qu'on mesure est dans les deux cas le signal atténué par une même bande passante.

Il faut également faire tenir compte des caractéristiques du signal qu'on emploie pour calibrer les instruments. La figure 4.24 montre la fonction mV(dc) correspondant en haut à une impulsion carrée de 10 ns de large avec des fronts de 2 ns, au milieu à la même impulsion additionnées d'un piedestal de 230 mV et en bas d'une tension continue. La valeur du piedestal est celle qu'on applique de façon standard. Bien entendu les valeurs retenues pour la calibration des FADC sont celles correspondant au cas impulsion + piedestal.

Le gain moyen de toutes les voies FADC mesuré avec ce signal est :

$$A(mV) = -7.07 A(dc) + 70 \quad (4.16)$$

La RMS de la distribution des gains des différentes voies est de 0.26 mV/dc.

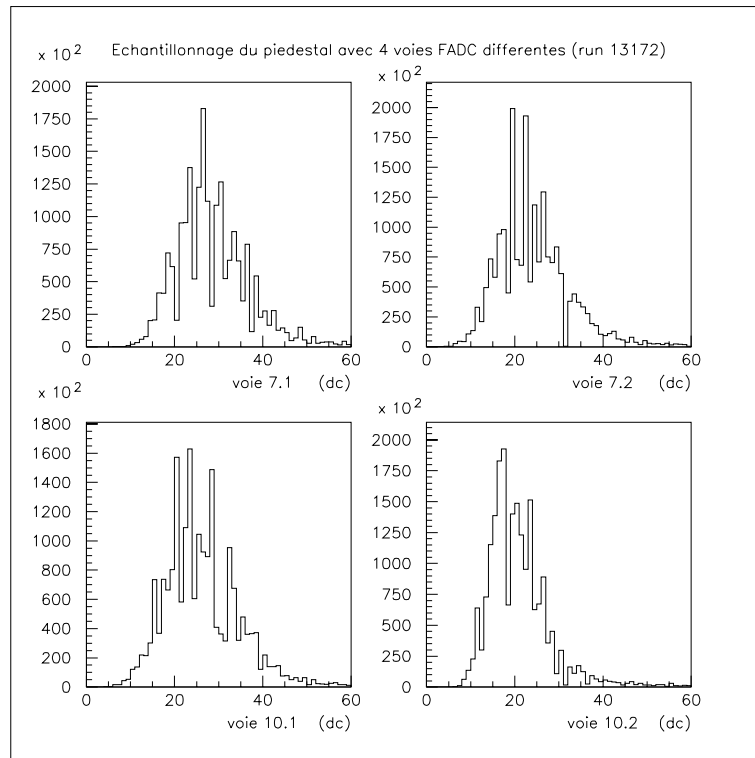


FIG. 4.23 – Valeurs codées pendant l'échantillonnage du bruit de fond de ciel avec 4 voies de FADC différentes. Les structures que l'on observe à l'intérieur des gaussiennes sont dues aux inégalités des pas codeurs correspondant à 1 bit. La largeur de cette distribution est utilisée pour mesurer le bruit de fond vu par les PM. Elle est d'ailleurs étroitement corrélée aux courants d'anode [9].

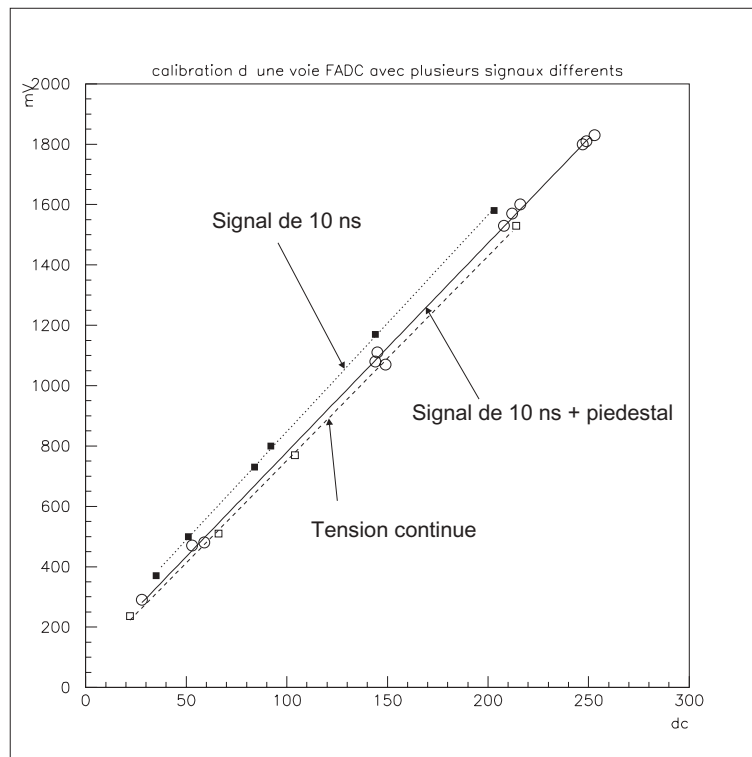


FIG. 4.24 – Calibration d'une voie de FADC avec trois signaux différents : en pointillés une impulsion de 10 ns, en trait plein la même impulsion additionnée d'un pedestal de 230 mV et en tirets une tension continue. L'impulsion est mesurée par rapport à la masse.

Il est à noter que le gain des FADC dépend de la fréquence d'horloge qu'on leur applique : on a mesuré qu'une augmentation de 3% de cette fréquence (de 940 à 970 MHz) conduisait en moyenne à une diminution de 3% du gain.

4.8.4 Lecture et temps mort d'échantillonnage

Pour chaque événement, on lit une plage de 100 échantillons centrée sur la position moyenne du signal Čerenkov attendu. La largeur de cette plage est un bon compromis entre la richesse de l'information lue et le temps de lecture. Elle permet une bonne lecture du piedestal situé avant et après le signal ainsi qu'une bonne étude du bruit, nécessaire à la réalisation du *padding* (cf section 5.6.2). La position de cette plage est calculée à partir de la position du signal d'arrêt d'acquisition, lue dans un registre, et du délai compris entre ce signal et l'instant d'arrivée du signal Čerenkov moyen dans les FADC. Le délai, compris entre 100 et 800 ns, dépend du pointé et de l'héliostat considéré. La position de la fenêtre est calculée de façon à faire coïncider la position de l'échantillon central (le n° 50) avec la sphère centrée sur le point d'intersection entre l'axe pivot-source et le plan situé à l'altitude de visée et passant par le pivot ; le pivot étant le centre du champ d'héliostats.

Le temps de lecture de l'ensemble des voies FADC a fluctué, d'Octobre 1999 à aujourd'hui, entre 5 et 13 ms. Les raisons de ces fluctuations sont :

- le nombre de voies FADC lues, variant entre 40 moins le nombre de voies hors service et 45 depuis qu'on échantillonne les sorties SG des modules de déclenchement (cf section 4.6.3) ;
- les performances des cartes de contrôle VME des châssis où se trouvent les FADC, ces cartes ayant été remplacées plusieurs fois depuis deux ans ;
- la présence ou non des pics de référence temporelle (cf section 6.2.3), lesquels nécessitent la lecture de 28 échantillons supplémentaires.

Quoiqu'il en soit, ce temps mort est quasi linéaire aux fréquences de déclenchement standard (fig. 4.25), et la mesure du taux de déclenchement en amont et en aval de celui-ci (cf section 4.7) en permet une correction précise run par run.

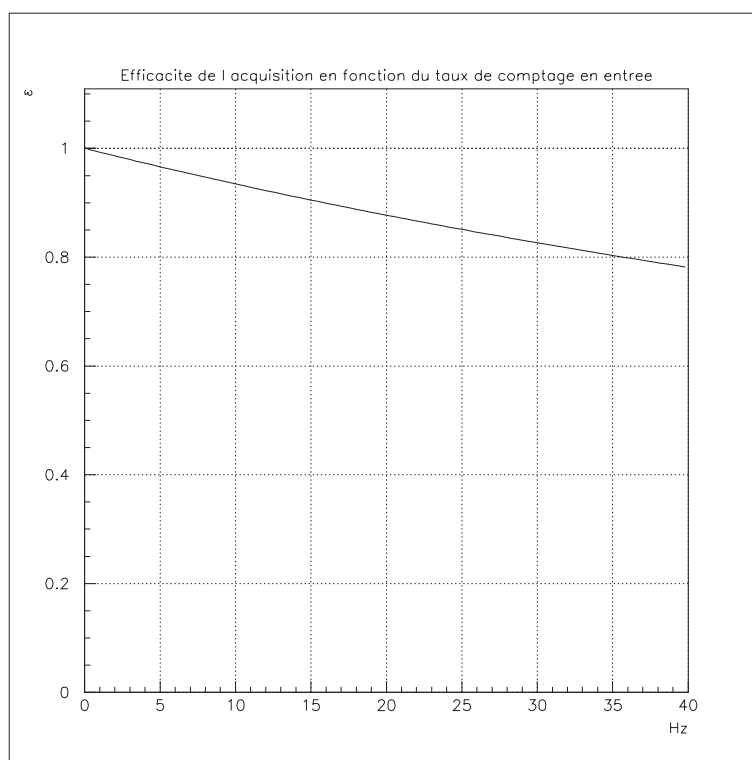


FIG. 4.25 – Efficacité de l'acquisition en fonction du taux de déclenchement brut, pour un temps de lecture de l'ensemble des FADC de 7 ms.

Chapitre 5

L'étude du taux de comptage

5.1 Taux de comptage en fonction du seuil de déclenchement

5.1.1 Comportement général

La partie gauche de la figure 5.1 montre le taux de déclenchement du détecteur en fonction du seuil qu'on applique aux groupes de déclenchement. On distingue deux régimes : une décroissance parabolique à bas seuil puis une décroissance linéaire (en log-log) à partir d'une certaine valeur. Les courbes situées dans la partie droite de la figure, qui montrent l'évolution du taux de comptage des groupes de déclenchement, ont le même comportement. Ces courbes ont été obtenues avec une majorité de 3/5 et le pointé hybride 11/25 km (cf section 4.2.3).

Taux de comptage des groupes de déclenchement

Etudions d'abord la partie droite de la figure. A bas seuil, le détecteur se déclenche sur les coïncidences fortuites dues aux fluctuations positives du bruit de fond de ciel. Ces fluctuations positives dépassent le seuil qu'on applique aux groupes de déclenchement d'autant plus souvent que le seuil est bas. Elles dominent l'allure des courbes jusqu'à ce que leur taux de comptage atteigne $\simeq 2.10^6 \text{ Hz}$, fréquence à partir de laquelle le temps mort du au V486 devient prépondérant (cf section 4.6.5).

A partir d'une certaine valeur du seuil, située vers 60 mv/héliostat, la courbe change de régime : le taux de déclenchement du signal Čerenkov du au rayonnement cosmique, dont le spectre est en loi de puissance décroissante, (cf section 3.1.1), commence à dépasser le taux des déclenchements fortuits.

Taux de comptage du détecteur

La forme de la composante de bruit de fond de ciel du taux de déclenchement global est déterminée par la coïncidence entre 3 des 5 groupes de déclenchements. Dans ce régime-là,

la coïncidence réduit considérablement le nombre des déclenchements fortuits, abaissant le seuil à partir duquel prédomine le signal Čerenkov. Dans le régime Čerenkov, elle élimine les déclenchements dus aux muons, qui ne peuvent toucher qu'un groupe à la fois. La fonction qui exprime le taux de comptage hadronique du détecteur en fonction du seuil peut être ajustée par une loi de puissance d'indice $\simeq -1.4$ (cf fig. 5.1). Cet indice est le résultat de l'intégration de la loi de puissance différentielle d'indice -2.75 ± 0.05 ([1], fig. 3.1) liée au spectre des cosmiques primaires multipliée par une loi de puissance d'indice ~ 1.3 . Cet indice de 1.3 reflète le fait que le nombre de photons Čerenkov émis par les cascades hadroniques n'est pas proportionnel à leur énergie dans notre gamme d'observation. Il a déjà été obtenu pendant la phase 0 de CELESTE [137], et est reproduit avec la simulation.

Détermination du seuil

On nomme cassure la transition entre les deux régimes de taux de comptage. L'optimisation du seuil en énergie du détecteur consiste à placer le seuil de déclenchement au plus près de cette cassure, tout en gardant le niveau de bruit de fond de ciel et le temps mort lié au V486 en dessous d'un certain seuil. Les valeurs usuelles sont, selon la qualité du ciel et la direction de pointé, 40 et 45 mV/héliostat. Les segments de droite indiqués sur les courbes de la figure 5.1 indiquent le point où le taux des déclenchements fortuits vaut 1% du taux de celui du signal Čerenkov. Ce rapport est estimé en extrapolant une parabole log-log au régime de bruit et une loi de puissance au régime Čerenkov. En pratique on règle le seuil en arrondissant par excès celui donné par cette méthode au plus proche multiple de 5 mV.

Estimation du taux des déclenchements fortuits

Le taux des déclenchements fortuits f_l , correspondant à la majorité l , peut s'estimer à partir des caractéristiques du bruit de fond de ciel et des paramètres du déclenchement [19]. Il s'exprime :

$$f_l = f_p \sum_{i=l}^n i C_i^n (1 - e^{-f_p \Delta t})^{i-1} (e^{-f_p \Delta t})^{n-i} \quad (5.1)$$

f_p étant le taux de signaux logiques que donnent les groupes de déclenchement à la sortie du module V486, dans l'hypothèse où leur déclenchement est équiprobable. D'après l'équation 4.12, f_p vaut :

$$f_p = \frac{f_e}{1 + f_e T_{V486}} \quad (5.2)$$

f_e étant le taux de déclenchement réel des groupes, et pouvant se calculer sous la forme :

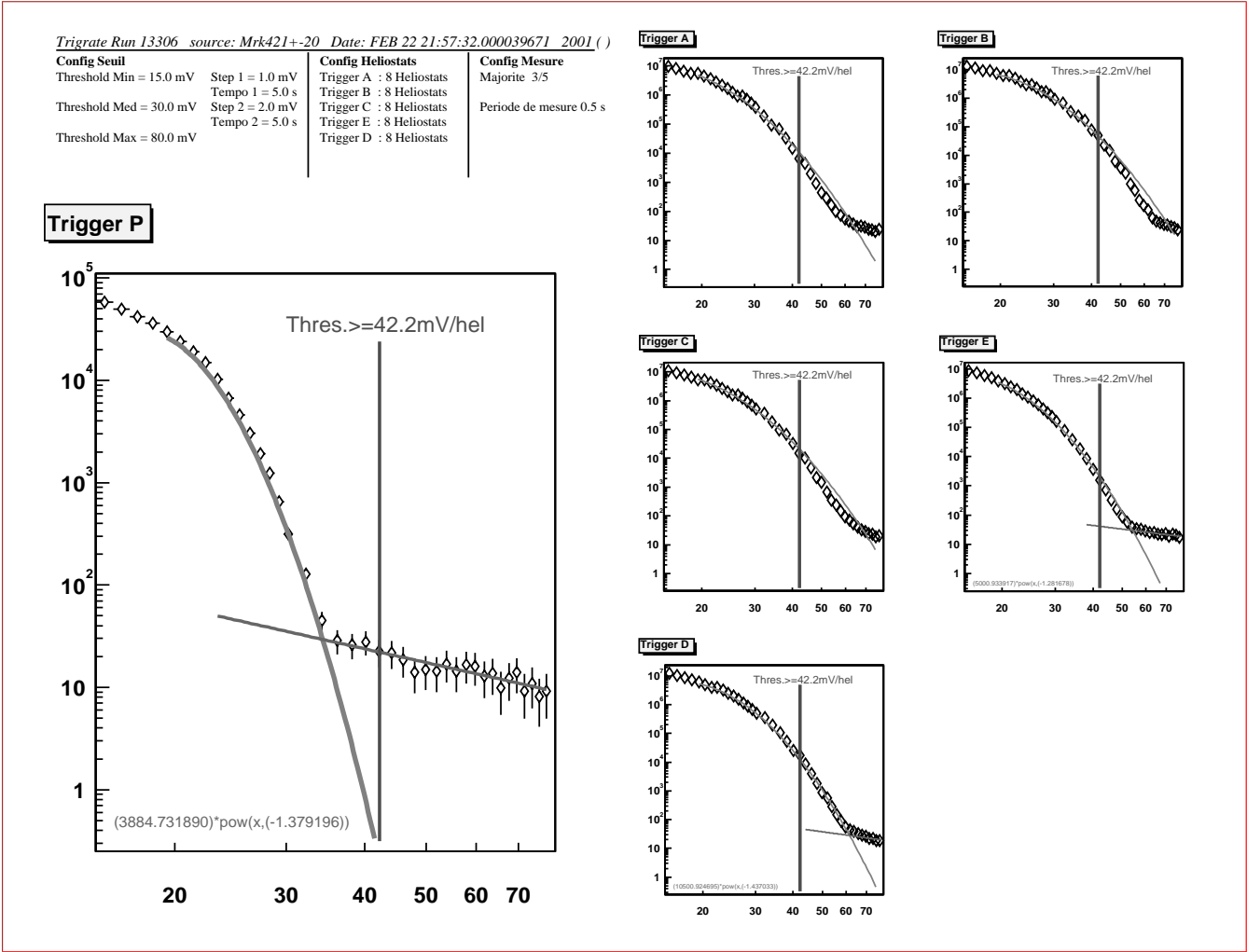


Fig. 5.1 – Taux de comptage en fonction du seuil de déclenchement : du détecteur (à gauche) et des 5 groupes de déclenchement (à droite). La composante Čerenkov des courbes est ajustée par une loi de puissance (ie une droite en log-log). La composante de bruit de fond de ciel a été ajustée par une parabole en log-log, cette fonction l'ajustant suffisamment bien pour la précision voulue. Le seuil marqué d'un segment de droite correspond au point où la paramétrisation du taux de déclenchement fournit atteint 1% de celle du taux de déclenchement Čerenkov. Ce seuil est indicatif : en pratique, dans le cas présent, on utilisera 45 mV pour les prises de données. Les ordonnées sont en Hz et les abscisses en mV/héliostat.

$$f_e = \frac{1}{2\tau} [1 - \operatorname{erf}(\frac{s\sqrt{N}}{\sigma_\tau})] \quad (5.3)$$

les paramètres étant :

NOM	PARAMETRE	VALEUR
s	seuil	~ 4.5 pe/héliostat
τ	temps caractéristique du bruit de fond dans les groupes	~ 3 ns
σ_τ	déviatoin standard du bruit de fond de ciel dans les groupes pendant le temps τ	~ 3 pe
T_{V486}	temps mort du module V486	240 à 750 ns
n	nombre total de groupes de déclenchement	5
N	nombre d'héliostats par groupe	8
Δt	durée de la porte de coïncidence	10 ns

Le paramètre σ a été calculé en considérant un éclaircissement de 0.8 pe/ns et en introduisant un lissage des fluctuations par l'électronique des modules de déclenchement de 30%. Ces paramètres permettent de retrouver l'ordre de grandeur du taux de comptage des groupes et du taux de déclenchements fortuits, mais la fonction erf étant très sensible à la valeur de ses arguments et ces derniers n'étant pas connus avec précision, il serait imprudent de vouloir l'utiliser à d'autres fins. Dans ce calcul, l'incertitude la plus importante repose sur l'estimation de τ et de σ_τ .

5.1.2 Propriétés des différentes majorités

L'utilisation d'une majorité de 4 groupes sur 5 au lieu de 3 donne, à priori, une meilleure réjection du bruit de fond, en réduisant la probabilité des coïncidences fortuites. La figure 5.2 illustre celà : noter la différence entre les deux échelles logarithmiques. Cette propriété permet de baisser le seuil du détecteur. Cependant ce mode de fonctionnement a deux défauts.

Le premier est qu'au niveau du seuil ainsi diminué, le temps mort lié au module V486 est beaucoup plus important. Les groupes se déclenchent à une fréquence de l'ordre du MHz, donc leur temps mort associé dépasse les 20%. De plus, la probabilité que 4 groupes soient fonctionnels à un instant donné est plus faible que celle que 3 seulement le soient. Cette baisse d'efficacité se voit sur la figure sous la forme d'un creux situé au niveau de la cassure.

Le second est qu'il diminue aussi le signal : les cascades laissant une "petite" tache de lumière, à savoir celles correspondant à des particules primaires de basse énergie, celles dont le paramètre d'impact est grand, et celles dont l'altitude n'est pas nominale, peuvent déclencher 3 groupes mais pas 4. Il en résulte que le taux de déclenchement Čerenkov est diminué, comme le montre aussi la figure. Lorsqu'on passe d'une majorité de 3/5 à 4/5, L'acceptance aux protons diminue de 40%.

5.1. TAUX DE COMPTAGE EN FONCTION DU SEUIL DE DÉCLENCHEMENT 110

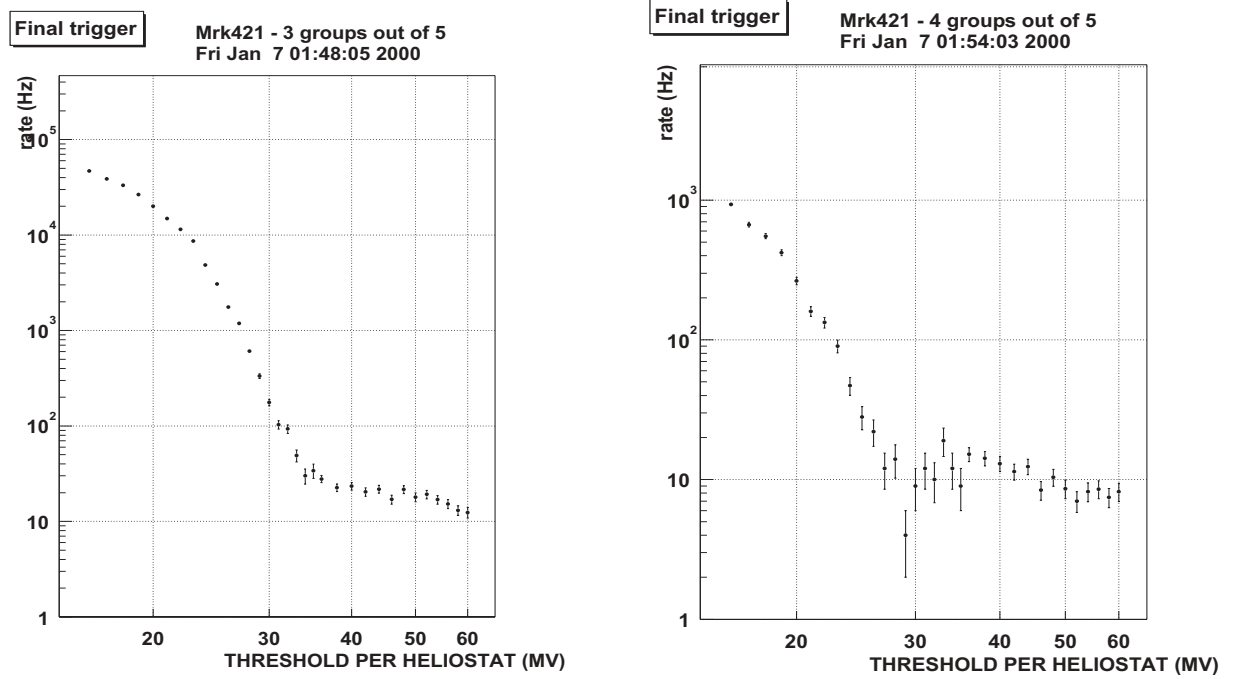


FIG. 5.2 – Taux de comptage du détecteur en fonction du seuil pour les majorités 3/5 et 4/5. Les héliostats pointent ici sur Mrk421 à 17 km d'altitude. On rappelle que 10 mV correspondent à 1 pe.

5.2 Influence des retards

5.2.1 Influence en fonctionnement normal

Comme on l'a vu à la section 4.6.3, la déformation du signal qui traverse les cartes à retard analogiques des modules de déclenchement dépend du retard qui y est programmé. Le taux de comptage des groupes de déclenchement varie donc au cours du suivi, par à-coups, quand les relais basculent pour mettre à jour les retards. Ces à-coups sont bien visibles sur la figure de la page 112.

5.2.2 Les machicoulis

On nomme machicoulis les structures visibles page 112 dans le taux de comptage d'un des groupes du run 11532¹. Le mystère de leur origine a résisté pendant plusieurs mois aux investigations avant de se révéler, à cause du caractère non reproductible du phénomène. Il s'agit en fait de faux contacts au niveau des soudures des relais qui pilotent les cartes à retard analogiques, dues à une mauvaise adaptation de la forme des pastilles de cuivre de la carte aux pattes de ces relais. Le phénomène a été presque éradiqué grâce à l'usage d'un support entre les cartes et les relais, mais réapparaît de temps en temps malgré tout. Ils entraînent une chute du taux de comptage du groupe touché d'un facteur 2 à un facteur 10. Aucune corrélation nette entre la sensibilité du détecteur et les machicoulis n'a pu être mise en évidence, bien qu'on dispose d'une indication dans ce sens (cf crabe avec sélection et seuil de redéclenchement haut).

5.3 Influence de la météo

5.3.1 Les nuages

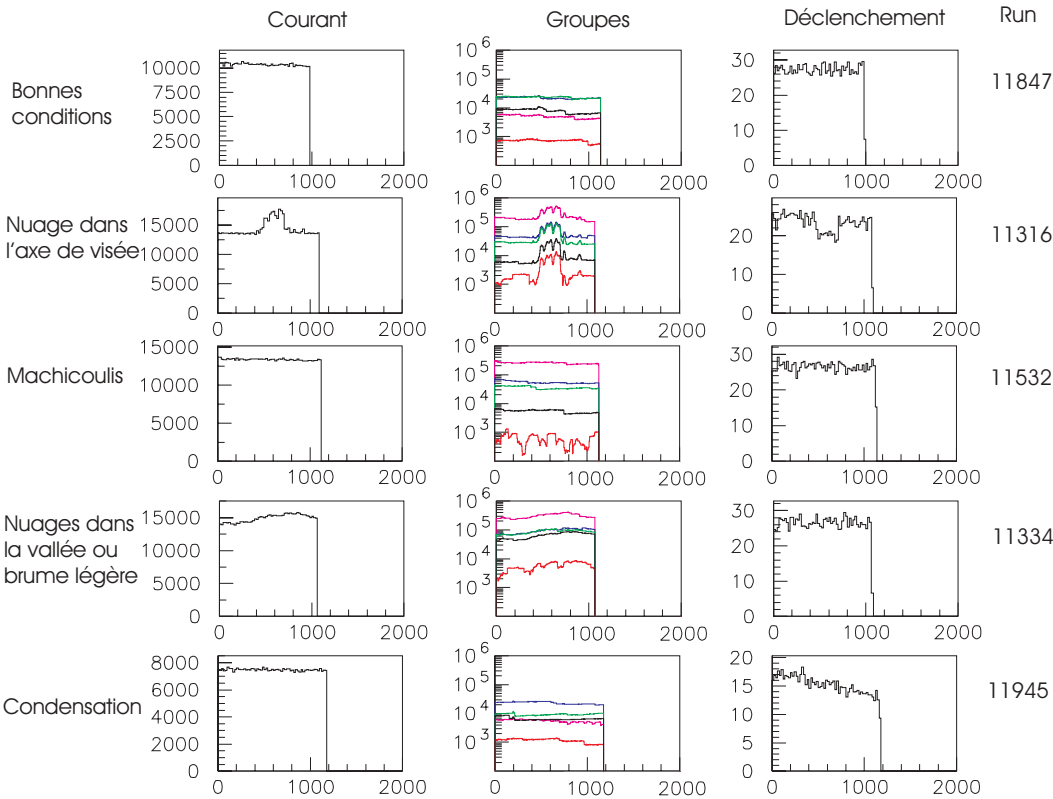
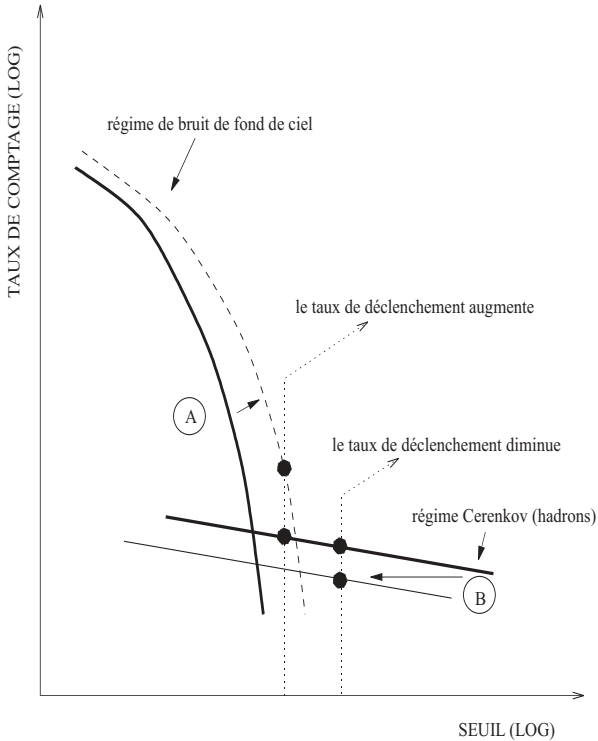
La partie droite de la figure de la page 112 illustre l'effet de différents phénomènes sur, de gauche à droite :

- le courant mesuré à l'anode du PM de la voie B02, en nA ;
- le taux de comptage des 5 groupes de déclenchement, superposés, en Hz ;
- le taux de déclenchement général.

La partie gauche illustre ce qui peut se passer avec ces différents phénomènes : une augmentation du bruit de fond de ciel (A) et/ou une diminution du taux de comptage du régime Čerenkov (B).

Les nuages bas ont pour effet d'augmenter le bruit de fond lumineux vu par les PM en diffusant la lumière des villes (A). Si ces nuages sont hors de l'axe de visée, ils ne vont pas affecter le taux de déclenchement du régime Čerenkov. Leur effet est d'induire des fluctuations dans le taux de comptage des groupes et dans les courants d'anode des PM.

¹Cette dénomination vient de l'analogie que présentent ces structures avec les coulures issues des fameux systèmes de défense médiévaux.



Si le seuil de déclenchement du détecteur a été choisi suffisamment haut par rapport à la cassure, le taux de déclenchement général n'est pas affecté (cas du run 11334). S'il a été choisi trop bas (flèche pointillée de gauche), il est augmenté.

Si le nuage est dans l'axe de visée, il absorbe la lumière Čerenkov issue des cascades atmosphériques, provoquant des discontinuités dans le taux de déclenchement, et peut faire disjoncter les PM. On a ici le phénomène A et le phénomène B, poussés à l'extrême. Dans l'exemple du run 11316, le seuil a été choisi suffisamment haut et le phénomène B prédomine, faisant chuter le taux de déclenchement.

Les voiles de nuage élevés ou cirrus diffusent également la lumière des villes, de façon plus ou moins fluctuante selon leur homogénéité. Ils absorbent la lumière Čerenkov à haute altitude, donc affectent la transmission de la lumière issue du haut des cascades atmosphériques. Ils induisent aussi les phénomènes A et B, de façon plus modérée.

Les aérosols contenus dans l'atmosphère (vapeur d'eau, poussières...) diffusent la lumière des villes et absorbent la lumière Čerenkov de manière homogène. Ils ont également pour effet d'augmenter le bruit de fond de ciel et de diminuer le taux de déclenchement du régime Čerenkov (A et B).

Les effets de ces deux derniers types d'atmosphère sont très vicieux. En effet la valeur à laquelle on règle le seuil de déclenchement détermine leur effet sur le taux de comptage : si le seuil est un peu bas, l'élévation du bruit de fond l'emporte sur l'absorption de la lumière Čerenkov et le taux de comptage du détecteur augmente (flèche pointillée de gauche) ; s'il est suffisamment haut, l'inverse se produit (flèche pointillée de droite). A ces effets s'ajoute en plus le temps mort du V486, qui diminue le taux de comptage du détecteur quand celui des groupes de déclenchement augmente (cf section 4.6.5).

D'autre part, la diminution du taux de comptage Čerenkov causée par le contenu de l'atmosphère est corrélée à une augmentation du seuil en énergie. Le flux du rayonnement cosmique de haute énergie est constant à cette échelle de temps, et son spectre est en loi de puissance décroissante. L'absorption de la lumière Čerenkov diminue le rapport entre le seuil en terme d'énergie d'une particule primaire et le seuil électronique. Le décalage vers le bas de la courbe du régime Čerenkov correspond à un décalage vers la gauche de la partie de ce spectre que voit le détecteur.

Ces effets atmosphériques constituent aujourd'hui une source majeure d'incertitude systématique sur le seuil en énergie et la surface effective de collection du détecteur. On se contente donc de sélectionner les nuits de qualité pour travailler sur les données (exemple : run 11847). Une normalisation du signal γ sur le taux de comptage hadronique pourrait aussi être envisagée. Cependant, les cascades hadroniques émettant de la lumière bien plus bas que les cascades γ de basse énergie, cette normalisation dépendrait également de la répartition en altitude des aérosols.

Un Lidar sera bientôt opérationnel sur le site de Thémis. Celui-ci permettra de quantifier la réflectivité des aérosols présents dans l'atmosphère avec précision et jusqu'à très haute altitude.

5.3.2 Le givre et la rosée

Le givre ou la rosée apparaissent sur les héliostats lorsque la surface de ces derniers, dont la température est inférieure à celle de l'air par ciel clair, est assez froide pour condenser l'humidité atmosphérique. Ces deux formes de condensation ont pour effet de diffuser la lumière Čerenkov destinée à être réfléchiée sur les PM, ce qui atténue partiellement à totalement le signal Čerenkov, en fonction de la fraction de surface réfléchissante touchée (phénomène B, page 112). Cette fraction peut fluctuer au cours du temps pendant les nuits humides. Aucune solution anticondensation n'a été adoptée, essentiellement pour des raisons de coût. Le run 11945, toujours page 112, illustre l'effet de la condensation sur le taux de comptage.

La condensation doit être surveillée attentivement, car elle n'est pas forcément visible dans les courants d'anode et le taux de comptage des groupes. En pratique, il y a risque de condensation sur les héliostats lorsque l'humidité relative atteint environ 80%. Une station météorologique située sur le site mesure ce paramètre en continu.

5.4 Effet du bruit de fond de ciel sur le taux de comptage Čerenkov

On a vu l'effet du bruit de fond de ciel sur le taux de comptage du détecteur via les coïncidences fortuites. Or ce bruit de fond agit également sur le taux de comptage du régime Čerenkov, par l'intermédiaire des fluctuations qu'il induit dans le signal et qui favorisent le déclenchement des cascades de basse énergie.

Une cascade γ de 30 GeV induit seulement quelques photoélectrons par héliostat. Le bruit de fond de ciel, intégré sur la durée de ce signal, est du même ordre de grandeur (cf section 4.6). Étant donné le spectre décroissant du rayonnement cosmique, les fluctuations de ce bruit de fond font passer au dessus du seuil de déclenchement davantage d'événements qu'il n'en font passer en dessous (figure 5.3). Plus le bruit est intense, plus la fonction par laquelle on doit convoluer le spectre primaire pour obtenir le spectre observé est large, plus le taux de comptage du détecteur en régime Čerenkov augmente. Les variations du taux de comptage associées à cet effet sont de l'ordre de 1%.

5.5 Influence du pointé

5.5.1 Effet géométrique

Comme on l'a vu à la section 4.3, l'efficacité optique du détecteur décroît au fur et à mesure que le pointé s'éloigne de sa configuration optimale, qui correspond au transit du Crabe. Cette diminution de l'efficacité de l'optique augmente le seuil en énergie du détecteur à seuil électronique constant donc, autrement dit, diminue son taux de comptage à basse énergie (cf section 7.1.3 et fig. 7.3, p. 160).

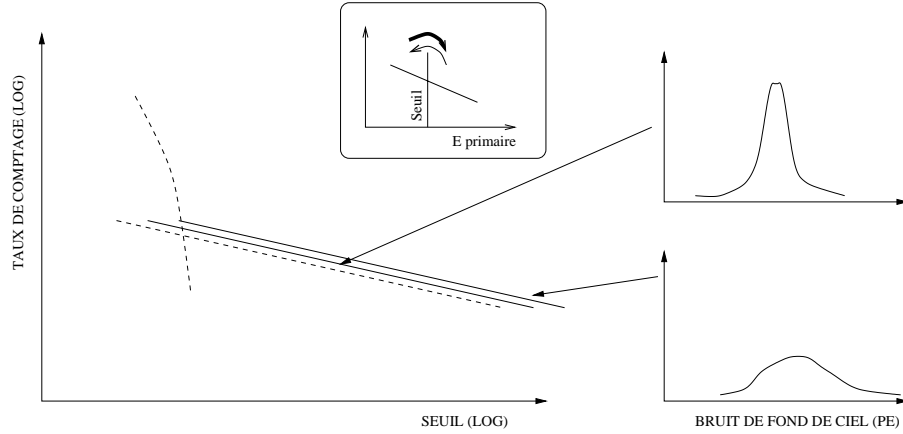


FIG. 5.3 – Effet du bruit de fond de ciel sur le taux de comptage en régime Čerenkov. Les deux graphes de droite représentent la distribution du nombre de photoélectrons par ns, corrélée à la projection des valeurs prises par le piedestal des FADC (fig.4.23).

Du fait qu'à énergie fixe les cascades atmosphériques se développent à profondeur d'atmosphère constante, la distance entre le détecteur et la zone d'émission Čerenkov maximale augmente avec l'éloignement au Zénith. Cette dépendance se comporte au premier ordre comme le sinus de l'angle zénithal. Les galettes de lumière Čerenkov s'étendant au cours de leur parcours, celles émises loin du Zénith sont plus grandes et moins intenses que celles émises au Zénith. L'éloignement au Zénith conduit donc à une augmentation supplémentaire du seuil en énergie d'une part, et à une augmentation de la surface effective de collection à haute énergie d'autre part (fig. 7.3, p. 160). Ce dernier effet est opposé à celui de l'efficacité de l'optique.

Le comportement du taux de comptage en fonction du pointé est une caractéristique mal reproduite par la simulation aujourd'hui. En moyenne, ce taux chute d'environ 10 % à deux heures du transit pendant une même nuit. Or la simulation prédit une chute de 30%. Cette prédiction doit cependant être prise avec des pincettes, car on sait que les protons sont mal simulés (cf section 3.1.3). La simulation des γ prédit quant-à elle une chute de l'efficacité de collection de 14% (cf section 7.1.3).

5.5.2 Effet lié aux différences de bruit de fond

Une autre dépendance du taux de comptage Čerenkov envers le pointé réside dans la différence de luminosité du fond de ciel. Ce fond croît jusqu'à 30% vers le Sud et l'Est à cause de la disposition des villes par rapport au site [137]. Cette différence n'est pas prise en compte dans la simulation. Elle ne peut être la cause du désaccord expliqué ci-dessus, car celui-ci persiste après le padding et le redéclenchement logiciel (cf section 5.6.2).

D'autre part, le bruit de fond de ciel vu par les héliostats dépend des étoiles présentes

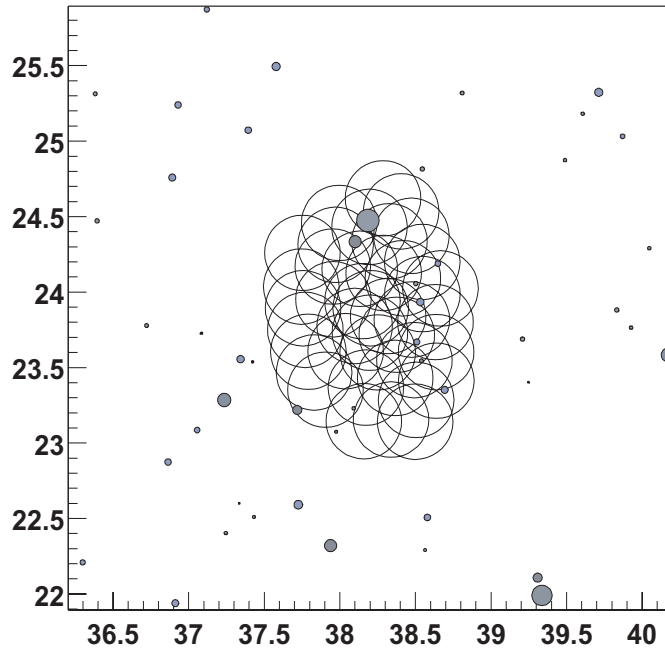


FIG. 5.4 – Champ de vue, en degrés, des héliostats de CELESTE lors d'un pointé sur Mrk421. Chaque cercle correspond au champ de vue d'un héliostat lorsque le détecteur pointe la source en mode convergent à 11 km d'altitude. L'étoile brillante située dans le champ de vue est de magnitude 6.1. Sa présence rend délicate l'analyse des données de Mrk421. Merci à J. Holder pour cette figure.

dans le champ de vue qu'ils embrassent. Du pointé convergent résultent des champs de vue de l'ordre de 2° , soit 4 pleines lunes. La figure 5.4 illustre le cas de Mrk421. Une étoile de magnitude 6.1, située dans le champ de vue des héliostats, augmente le courant d'anode total de 10% quand on observe cette dernière.

5.6 Méthode de prise de donnée et sensibilité brute

5.6.1 Nécessité d'une prise de données ON-OFF

L'acceptance du détecteur et la plupart des phénomènes qui le biaisent dépendant du pointé, il apparaît nécessaire de comparer les données prise sur la source (*ON*) avec des données prises sur le fond du ciel (*OFF*) dans les mêmes conditions de suivi. Les paramètres météorologiques sensibles comme par exemple la nébulosité et la transparence

du ciel pouvant varier rapidement, il est important de comparer des données ON et OFF les plus proches possibles dans le temps. Les héliostats mettant environ une minute pour modifier leur pointé, une alternance rapide entre les prises de données ON et OFF serait une source de temps mort importante. La solution adoptée de façon standard consiste à observer la source 18 minutes, pointer la source virtuelle située 20 minutes d’angle horaire “après” la source (ce qui prend 2 minutes), puis observer cette source virtuelle 18 minutes. On procède ainsi tant que la source se trouve avant son transit, et à l’inverse lorsqu’elle se trouve après ; ceci de façon à observer toujours au plus près du transit, là où les performances du détecteur sont les meilleures.

5.6.2 Nécessité d’une correction du bruit de fond de ciel

La prise de données ON-OFF ne permet pas de s’abstraire directement des différences de fond de ciel liées aux étoiles et aux variations atmosphériques. Le run le plus bruité de la paire ON-OFF comprendra davantage d’événements de basse énergie que le run le moins bruité, par le biais de l’effet décrit en 5.4. La procédure mise en œuvre pour rééquilibrer les données de la paire ON-OFF peut se résumer par les étapes suivantes :

1. le bruit de fond de ciel est mesuré sur chaque voie, pour le ON et le OFF, par la largeur du piedestal des FADC (cf fig. 4.23 et 5.3) ;
2. pour chaque voie, du bruit est rajouté aux données du run le moins bruité jusqu’à atteindre le même niveau que dans celles du run le plus bruité ;
3. aux données ainsi rééquilibrées est appliqué un redéclenchement logiciel avec un seuil supérieur à celui utilisé pour le déclenchement. Le redéclenchement logiciel consiste à exiger que N des amplitudes correspondant aux groupes de déclenchement, telles qu’elles sont mesurées avec les FADC (cf section 6.3.3), dépassent un certain seuil.

Les étapes 1 et 2, appelées padding² [20], ont été mises au point par T. Sako [34]. Cette procédure a pour effet d’éliminer de la paire les événements de basse énergie qui ont déclenché grâce à l’excès de bruit dans le run le plus bruité et qui sont absents du run le moins bruité. La figure 5.5 montre l’effet de cette procédure d’égalisation du bruit de fond sur les événements de petite charge de deux ensembles de paires qui se distinguent par leur différence de bruit de ciel.

5.6.3 La sensibilité de CELESTE sans réjection hadronique

On appelle σ , ou signification statistique, le nombre d’écarts standards correspondant à une différence ON-OFF mesurée. Plus σ est grand, plus la probabilité que cette différence soit une fluctuation statistique est faible. Appellons N_{ON} et N_{OFF} le nombre d’événements comptés dans le ON et dans le OFF. Ces mesures obéissant à la statistique de Poisson

² *Padding* signifie rembourrage.

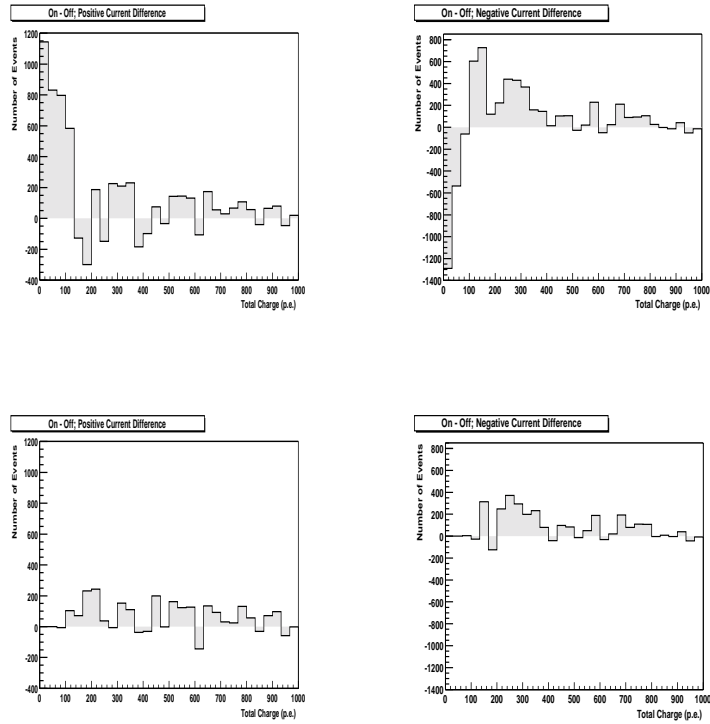


FIG. 5.5 – Distributions ON -OFF des charges collectées avant et après padding et redéclenchement logiciel (respectivement en haut et en bas), pour des paires dont la différence de courant total est positive et négative (respectivement à gauche et à droite). On voit que la différence du nombre d'événements de petite charge, corrélée avec la différence de courant, disparaît après cette procédure d'égalisation du bruit de fond [34].

appliquée aux grands nombres, on a

$$\sigma = \frac{N_{ON} - N_{OFF}}{\sqrt{N_{ON} + N_{OFF}}} \quad (5.4)$$

avec l'incertitude inhérente $\Delta\sigma = 1$. Par abus de langage, le terme σ est employé en astronomie γ aussi bien pour désigner la signification statistique que son unité : σ s'exprime en σ .

Une expression pratique de la sensibilité des détecteurs γ au sol est la valeur de σ qu'ils obtiennent par heure sur la nébuleuse du Crabe. La distribution des σ que CELESTE obtient sur 28 paires ON-OFF, sélectionnées sur des critères de qualité météorologique et situées à moins de 1h30 du transit, est, après padding et redéclenchement logiciel, $\langle \sigma \rangle = 0.42 \pm 0.9$; l'erreur étant la RMS de la distribution. La signification totale des 28 paires est de 2.4σ .

La durée totale d'observation étant de 8h30, ce chiffre est équivalent à $0.82\sigma/\sqrt{\text{heure}}$. La signification requise pour un écart ON-OFF pour conclure à la détection d'un signal γ étant par convention³ de 5σ [41], cela signifie qu'il faudrait disposer de 40 heures de données pour "voir" la nébuleuse du Crabe, et donc de 4000 heures pour détecter une source 10 fois moins lumineuse.

La sensibilité de CELESTE sans réjection hadronique est donc très faible. Ce premier résultat est tout de même encourageant dans la mesure où sa RMS est inférieure à 1, ce qui nous montre qu'il n'y a pas d'effet systématique majeur.

On peut toutefois observer une corrélation entre σ et la différence de temps mort du module V486, telle qu'elle est calculée en 4.6.5. On trouve, après padding et redéclenchement, $\langle \sigma \rangle = 0.16 \pm 1.1$ quand l'efficacité du V486 est plus grande dans le OFF que dans le ON (11 paires issues du lot précédent), et $\langle \sigma \rangle = 0.61 \pm 0.7$ dans le cas contraire (17 paires issues du lot précédent). Cette observation, bien que basée sur une faible statistique, indique que le temps mort du V486 est bien présent et qu'il biaise le taux de comptage.

³Après s'être convaincu qu'il ne s'agit pas d'un effet systématique.

Chapitre 6

L'analyse : de l'échantillonnage à la réjection hadronique

6.1 Stratégie générale

La stratégie de CELESTE pour enrichir son signal en γ consiste à échantillonner le front d'onde Čerenkov des cascades atmosphériques avec des héliostats et des FADC puis à appliquer des coupures sur les caractéristiques de ce front d'onde.

Le premier critère qui vient à l'esprit est d'exploiter les caractéristiques géométriques du front d'onde pour en déduire la direction de la particule primaire, comme l'ont fait nos prédécesseurs avec les échantillonneurs qui travaillaient à plus haute énergie, comme ASGAT et Thémistocle. Cette technique est simple et efficace au TeV car les fronts d'onde sont coniques, du fait qu'à cette énergie les détecteurs voient les photons issus de toute la longueur de la gerbe [28]. A basse énergie par contre, le signal qui passe au dessus du bruit de fond provient essentiellement du maximum de la gerbe, lequel est davantage ponctuel que linéaire. Cela fait perdre sa conicité au front d'onde, qui ressemble alors plutôt à une calotte sphérique. La stratégie de CELESTE pour déterminer la direction de la particule primaire est de trouver les deux points clef que sont la position du maximum de la gerbe, et le point d'intersection de l'axe de celle-ci avec le plan du champ d'héliostats [29]. La reconstruction de ces points fait appel à la position temporelle et à l'amplitude des pics Čerenkov dans les signaux FADC.

On sait également que les cascades EM donnent des fronts d'onde plus homogènes en densité de photon au sol et plus brefs que ceux émis par les cascades hadroniques. Ces propriétés sont à exploiter également. Les imageurs différencient les cascades EM des cascades hadroniques par l'homogénéité, la forme et le positionnement de leurs images respectives [38]. L'analyse d'image de CAT fait appel pour celà la technique du maximum de vraisemblance [30]. Bien que les imageurs utilisent des simulations pour prédire les valeurs que prennent leurs paramètres quand un γ est détecté, ils optimisent leur réjection hadronique

en utilisant des données réelles obtenues sur la nébuleuse du Crabe ou sur des blazars en état d'activité élevée. Cette méthode, dénommée *supercuts*, a été introduite par M. Punch [16] [31]. Sur CELESTE, point de maximum de vraisemblance ni de supercuts pour l'instant. Nos paramètres de coupures ont été obtenus sur des critères physiques intuitifs et leurs valeurs de coupures sont aujourd'hui calculées sur la bases d'études simulées. Lorsque nos données seront suffisamment fournies, la méthode des supercuts sera applicable à CELESTE.

Des études basées sur l'utilisation de réseaux de neurones ont été menées par J.Procureur, G.Maneva et P.Temnikov. Cette méthode originale, en cours de développement, donne des résultats encourageants [114].

6.2 Les bases de l'analyse des données FADC

L'analyse physique des données FADC passe tout d'abord par l'extraction de l'information de base contenue dans les 100 échantillons d'enregistrement (cf section 4.8.4) des signaux issus de chacune des 40 voies, dont un exemple est donné figure 6.1. Cette information de base peut se résumer en quelques paramètres :

- la valeur moyenne du pedestal ;
- la fluctuation des valeurs prises par le pedestal autour de sa valeur moyenne ;
- la position temporelle du pic correspondant au signal Čerenkov ;
- les caractéristiques géométriques du pic comme son amplitude, sa largeur et son aire.

Cette information, interprétée en connaissant la position des héliostats, permet de reconstruire la direction de la particule primaire. Le calcul des paramètres du front d'onde liés à la nature de cette particule fait en plus appel à des sommes “analogiques” entre les signaux issus des différentes voies.

Le travail d'analyse présenté dans cette thèse a fait l'objet du développement d'un ensemble de codes. Le code principal de cet ensemble, nommé *evtr*, est écrit en C++. Il utilise les bibliothèques standard de CELESTE pour lire les blocs de données [9] et des algorithmes originaux pour leur traitement. Il fait appel à des bibliothèques de Numerical Recipes [139] et de ROOT pour les routines de minimisation de χ^2 . Ce code réduit les données, initialement d'un volume de l'ordre de 80 Mo/run, sous forme de ntuples de l'ordre de 4 Mo/run et de petits fichiers ASCII qui sont ensuite analysés par des macros PAW.

L'utilisation d'*evtr* s'articule en deux passages :

1. Le premier passage procède à une préanalyse des données. Il permet de visualiser leur qualité et de calculer des paramètres de correction qui seront utilisés au second passage.
2. Le second passage, qui est lancé en cas de validation de la qualité des données par le premier, effectue l'analyse complète et écrit les fichiers lisibles par PAW.

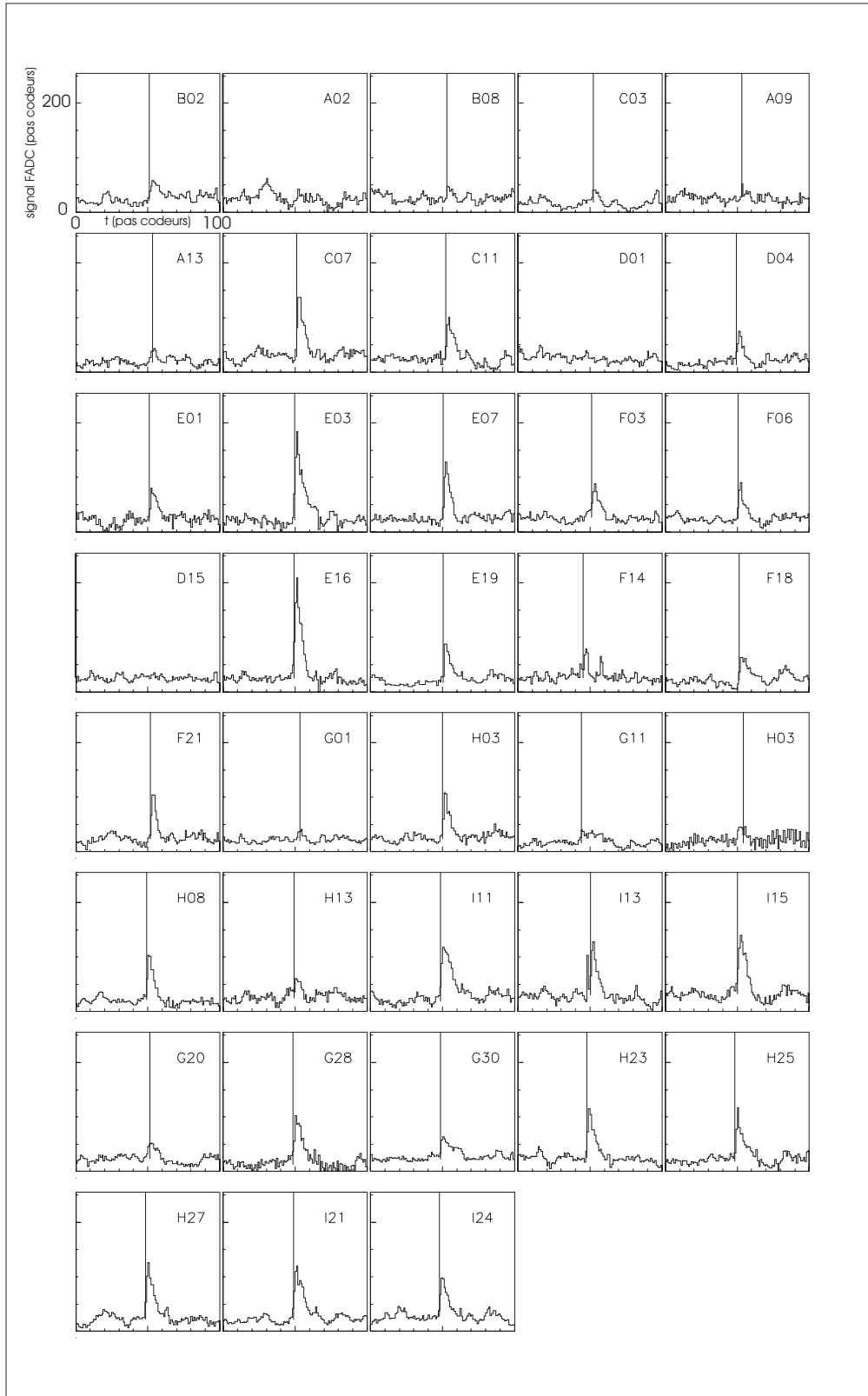


FIG. 6.1 – Événement FADC typique. Chaque case correspond à une voie du détecteur. L'échelle, donnée en haut à gauche, est la même pour toutes les voies. Les traits pleins verticaux montrent la position des pics telle qu'elle est trouvée par le programme d'analyse, avec une définition de cette position à 50% du front montant.

6.2.1 Le pedestal et le bruit de fond de ciel

Le signal issu des PM passant par un couplage capacitif, le pedestal qu'on voit dans les FADC est essentiellement dû à la superposition de l'offset du module de préamplification et de celui des FADC. La mesure de sa valeur moyenne est nécessaire à la mesure de l'amplitude des pics.

Le premier passage calcule cette valeur pour chaque voie et chaque événement à partir des 32 premiers des 100 échantillons FADC. La fluctuation sur cette valeur événement par événement étant supérieure à son amplitude de variation au cours du temps, la moyenne de cette valeur sur l'ensemble du run est une meilleure mesure du pedestal effectif à un instant donné que la mesure propre à l'événement considéré. Le second passage utilise donc cette moyenne.

La fluctuation du pedestal autour de sa valeur moyenne est utile pour étudier le bruit de fond de ciel. Ces fluctuations étant liées à l'empilement stochastique des phototélectrons de bruit, elles sont proportionnelles à la racine carrée de ce bruit et donc à la racine carrée des courants d'anode. Cette relation a été vérifiée dans [9].

La mesure de ces fluctuations peut être donnée soit par la largeur des distributions de la figure 4.23, qui donne la mesure des fluctuations échantillon par échantillon, soit par la RMS de la distribution des valeurs moyennes calculées avec les 32 premiers échantillons de chaque événement sur l'ensemble du run, ce qui donne l'incertitude sur la mesure du pedestal au premier passage. Ces mesures sont utilisées comme outils de diagnostic mais ne jouent aucun rôle dans l'analyse proprement dite. Les mesures sur le pedestal utilisées dans le padding (cf section 5.6.2) sont effectuées dans les codes propres à cette opération, écrits par T. Sako.

6.2.2 Principe de la localisation des pics

La localisation des pics a pour but d'extraire la composante Čerenkov du signal des fluctuations du bruit de fond de ciel. À l'échelle de 100 ns, le bruit est poissonien et ne possède aucune périodicité qui permettrait de le filtrer par des méthodes de type Fourier. Il est constitué d'une superposition de signaux issus de photoélectrons uniques à raison d'environ 1 par nanoseconde, exactement comme le signal Čerenkov moyen d'un γ de 30 GeV. Trouver ces pics est donc trivial lorsque le rapport signal/bruit est grand, et délicat dans le cas contraire, qui concerne précisément les signaux issus des cascades de basse énergie. Les pics de très faible amplitude, dont la forme est dominée par le bruit de fond, seront ignorés dans les étapes sensibles de l'analyse.

Une fois les pics localisés, il s'agit de les utiliser pour trouver l'instant précis du passage du front d'onde Čerenkov, localement constitué d'une poignée de photons répartis sur quelques nanosecondes. Le signal issu des PM étant allongé par son passage à travers les câbles et l'électronique par effet de bande passante, la position du maximum du pic est un mauvais indicateur de l'instant moyen d'arrivée des photons Čerenkov sur la photocatode. On s'attend à ce que le front montant du pic soit moins perturbé et qu'il porte une

information plus fidèle sur cet instant : c'est lui que nous allons utiliser, en définissant sa position comme étant celle de sa mi-hauteur.

Le code d'analyse développé par M. de Naurois [9] mesure la position des pics en leur ajustant deux demi-gaussiennes. Cette technique est efficace mais gourmande en temps de calcul étant donné le grand nombre de pics à analyser par run. La technique utilisée dans evtr est beaucoup plus simple et rapide que cette dernière, tout en étant aussi précise comme on le verra plus tard. Elle a cependant la faiblesse de mal traiter les pics saturés, bien traités dans l'autre code. Ce problème sera contourné dans les étapes ultérieures de l'analyse (cf section 6.3.1). Voici le principe de l'algorithme de recherche de pics d'evtr :

- on recherche tout d'abord la position et la valeur du maximum ou des maxima du signal échantillonné dans la zone où l'on attend le signal Čerenkov : la fourchette de 30 échantillons autour de la position centrale de la fenêtre (cf section 4.8.4) ;
- si le signal ne dépasse pas un seuil de 15 dc défini par rapport au piedestal, on considère qu'il n'y a pas de pic Čerenkov (cf p. 122, pour A02, D01 et D15) ;
- s'il le dépasse, plusieurs cas de figure se présentent : soit il n'y a qu'un maximum et le pic y est assigné, soit il y en a deux et le pic est assigné à celui d'entre eux qui est le plus proche du centre de la fenêtre ;
- l'algorithme "descend" alors le pic le long de son front montant jusqu'à trouver les échantillons entre lesquels la valeur de 50% du maximum de son amplitude est franchie, et détermine la position de ce franchissement par interpolation linéaire entre ces deux échantillons (cf fig. 6.2).
- Tous les échantillons présentant un écart de plus de 40 dc avec leurs deux voisins sont déclarés comme *spikes* et ignorés.

6.2.3 Résolution en temps de la localisation des pics

La courbure sphérique des fronts d'onde Čerenkov que nous voulons étudier donne, avec un rayon de ~ 10 km et un bras de levier de ~ 150 m, un écart entre le temps d'arrivée des premiers et des derniers photons de l'ordre de 7 ns. La durée intrinsèque du front d'onde de l'ordre de 5 ns. La précision de localisation relative des pics Čerenkov doit donc être inférieure à la nanoseconde.

Cette précision a été étudiée avec des signaux de générateur injectés à la base des PM, en deux temps : d'abord sans bruit de fond de ciel, pour dégager les effets d'origine électronique, puis avec bruit de fond de ciel, de façon à calculer l'incertitude sur la localisation des pics en conditions d'observations réelles.

La première étude a révélé que la résolution brute de l'algorithme de recherche de pics, donnée par la largeur à mi-hauteur de la distribution de l'écart temporel entre les pics trouvés dans deux voies différentes, est de ± 80 ps pour les pics d'injection de charge standards. Elle a aussi révélé l'existence d'un décalage variable d'un événement à l'autre de ± 1 échantillon, donc de ± 1.06 ns avec une fréquence d'horloge de 940 MHz, entre les pics de deux voies différentes.

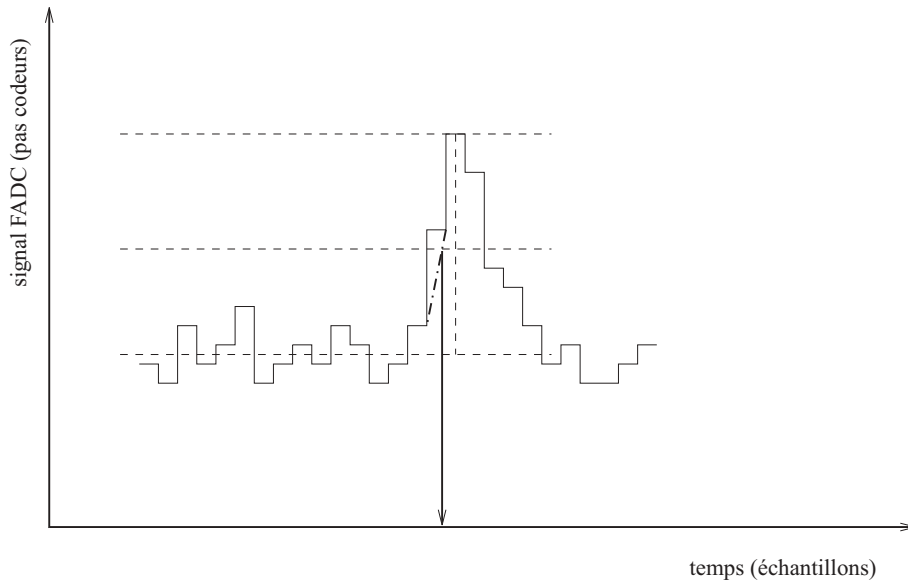


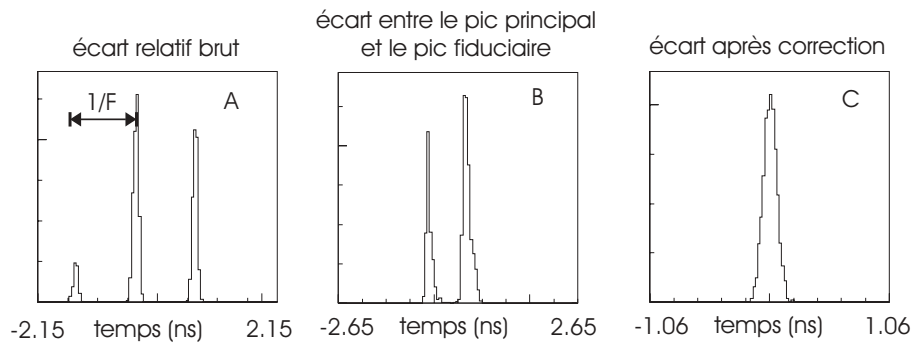
FIG. 6.2 – Principe de la localisation des pics dans le signal FADC.

Ce décalage se manifeste par la fourche visible en A, fig. 6.3. Il est attendu du fait qu'il existe une incertitude de 1 pas d'échantillonnage entre l'instant où une voie donnée de FADC est stoppée et ce même instant tel qu'il est codé dans le registre STOP. La solution à ce problème, envisagée depuis le début de l'expérience et mise en œuvre à partir du 24 Février 2000, consiste à enregistrer pour chaque voie, en plus du signal Čerenkov, un signal de référence qui permette de resynchroniser les voies entre elles à posteriori. Ce signal est produit par un générateur d'impulsion déclenché à chaque événement et enregistré sur 28 échantillons, le nombre de 28 ayant été choisi de façon à optimiser le rapport entre la fiabilité de localisation du pic et le temps mort induit par la lecture de ces octets supplémentaires. Il sert également à contrôler la qualité de l'échantillonnage.

La figure B illustre l'incertitude de 1 pas d'échantillonnage entre le STOP réel et le STOP écrit, en montrant l'écart de 0 ou 1 pas existant entre la position du pic test et la position du pic de référence temporelle correspondant à la même voie FADC. La figure C illustre le succès de la méthode de correction.

L'incertitude sur la localisation des pics de signal Čerenkov a été calculée à partir de signaux d'injection de charge superposés à du fond de ciel réel. Le bas de la figure 6.3 montre la distribution de l'écart entre la position temporelle de ces pics pour deux voies différentes, avec 4 amplitudes différentes. On constate que la largeur de cette distribution croît rapidement quand le rapport signal/bruit diminue. La figure 6.4 montre la distribution de δt_i en fonction de A_i , sans puis avec correction de l'incertitude sur l'octet STOP avec la technique des pics de référence temporelle. A ces distributions sont ajustées des fonctions

Signal d'injection de charge seul :



Signal d'injection de charge superposé à du bruit de fond de ciel :

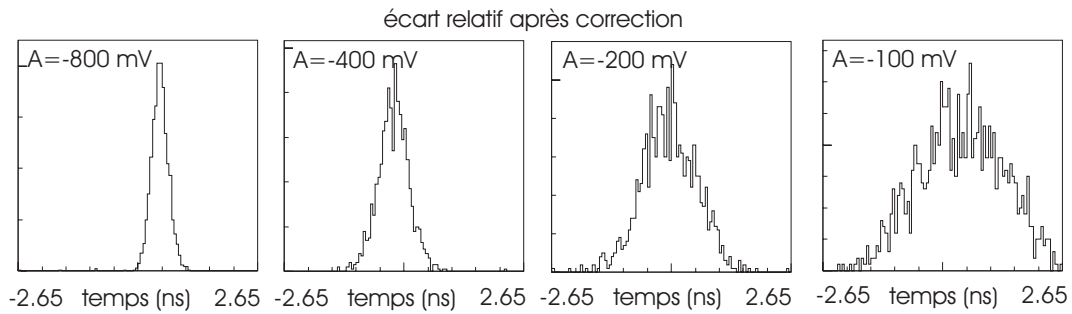


FIG. 6.3 – Etude de la résolution en temps des pics FADC avec des signaux d'injection de charge. On a en haut, de gauche à droite : l'écart temporel entre les pics de deux voies différentes (A) ; l'écart entre le pic d'une voie et le pic de référence temporelle enregistré par la même voie (B) ; l'écart entre les pics de deux voies différentes après la correction utilisant les pics de référence temporelle (C). On a en bas l'écart entre les pics de deux voies différentes, avec du bruit de fond de ciel et quatre amplitudes différentes pour le pic de test. La valeur des abscisses est ici en ns, et non en pas d'échantillonnage.

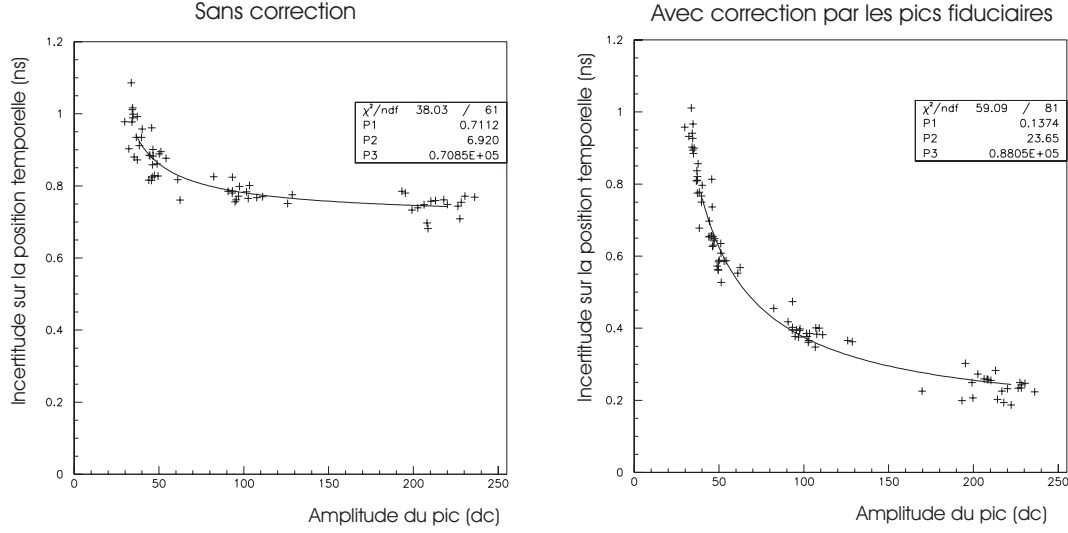


FIG. 6.4 – Incertitude sur la localisation de pics d’injection de charge en présence de fond de ciel, en fonction de l’amplitude des pics. Ces points sont issus de 4 runs (les runs 12186, 12188, 12189 et 12190) correspondant chacun à une amplitude différente du signal d’injection de charge. Chaque voie ayant un gain d’injection de charge différent à cause de l’atténuation à travers les câbles et un bruit de fond différent à cause des différences de champ de vue que voient les héliostats, ces 4 runs conduisent aux nuages de points visibles sur cette figure. Le graphe de gauche correspond au δt sans correction par les pics de référence temporelle, et celui de droite avec la correction. Les fonctions ajustées sont de la forme $\delta t = P1 + \frac{P2}{A(dc)} + \frac{P3}{A(dc)^4}$.

de la forme $\delta t = P1 + \frac{P2}{A(dc)} + \frac{P3}{A(dc)^4}$, à partir desquelles sont calculées les incertitudes sur la position temporelle relative des signaux Čerenkov réels dans le code d’analyse. Les pics d’amplitude inférieure à 25 dc étant ignorés pour les procédures qui font appel à δt , l’extrapolation de cette fonction aux petites valeurs de A où elle devient fortement non linéaire n’a pas lieu.

6.2.4 Correction de l’origine temporelle des fenêtres FADC

Mesurer les écarts de temps entre les signaux Čerenkov vus dans les différentes voies FADC nécessite une parfaite stabilité des origines temporelles des fenêtres d’échantillonnage. On a vu que la position de ces fenêtres était calculée pour faire coïncider le 50^e échantillon avec le front d’onde moyen attendu (cf section 4.8.4), et que l’incertitude d’un échantillon liée à la position du STOP était levée par l’introduction des pics de référence temporelle.

Le calcul de la position des fenêtres d’échantillonnage est sensible à plusieurs sources

d'incertitudes. La première, indépendante du temps pendant les périodes où le détecteur est stable, provient de la connaissance des retards de la chaîne électronique. Ces retards ne peuvent être connus à 300 ps près en se fiant simplement aux documentations techniques et aux longueurs des câbles, d'autant plus que la déformation du signal dû aux effets de bande passante induit un décalage de cet ordre de grandeur. Des calibrations temporelles ont donc été effectuées à l'aide d'impulsions laser émises par diffusion vers le champ d'héliostats depuis le haut de la tour. Ce laser est celui qui a été installé par Thémistocle dans le même but [49].

Cette calibration temporelle est insuffisante, car elle ne corrige pas la deuxième source d'incertitude, qui elle dépend du temps : l'instabilité de l'horloge 1GHz qui cadence les FADC. Le calcul de la position du STOP implique une multiplication de la période de l'horloge par un nombre d'échantillons pouvant aller jusqu'à 2000 (la profondeur de la mémoire des FADC). Une précision de 300 ps exige donc une stabilité d'horloge de l'ordre de $\pm 0.01\%$. Cette précision existe à l'échelle de la nuit, lorsque le circuit d'asservissement de la fréquence est opérationnel. Cependant on constate une dérive d'une nuit à l'autre, et notamment à l'échelle du mois. Cette dérive, de l'ordre de $\pm 0.1\%$, induit une incertitude de ~ 3 ns sur la position relative des STOP dans les différentes voies FADC.

Une correction est apportée pour tenir compte des dérives de l'horloge. Cette correction englobe également les incertitudes liées au temps de transit dans l'électronique. Elle consiste à définir comme origine temporelle pour chaque voie le temps d'arrivée moyen des photons qu'elle enregistre. Pour cela il suffit d'extraire la moyenne de la distribution des positions temporelles des pics Čerenkov pour chaque voie, run par run. Cette moyenne est obtenue en ajustant une Lorentzienne à la distribution (fig. 6.5). Une sensibilité de déclenchement asymétrique pourrait biaiser cette correction. Une certaine statistique est requise pour un bon ajustement, ce qui laisse pour l'instant les protons simulés de côté (cf section 3.1.3).

6.3 Les coupures de réjection hadronique

Cette section traite du choix et de la mesure des paramètres de réjection hadronique. Il aborde successivement la reconstruction de maximum et du pied de la gerbe, éléments qui servent à déterminer son angle d'incidence, puis les propriétés d'homogénéité spatiale et temporelle du front d'onde Čerenkov.

6.3.1 Reconstruction du maximum de la gerbe

Principe

La reconstruction de la position du maximum de la gerbe consiste à utiliser les temps d'arrivée des signaux Čerenkov sur les différents héliostats en y ajustant un front d'onde idéal par minimisation d'un χ^2 . La zone d'émission Čerenkov des gerbes de basse énergie ayant une faible extension verticale, la forme du front d'onde qui résulte de cette émission

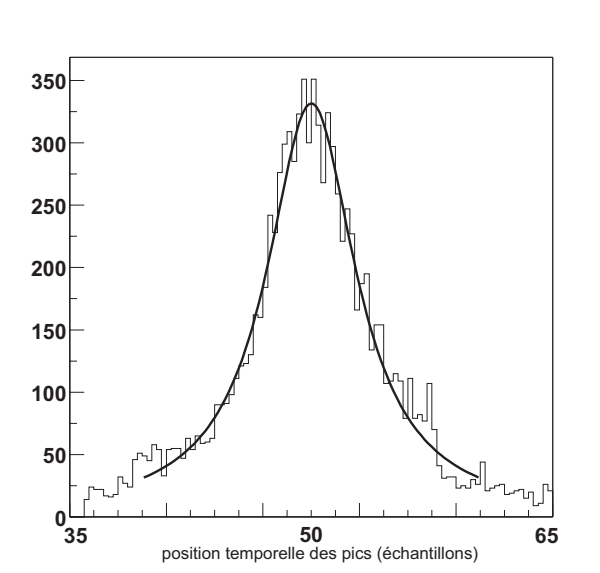


FIG. 6.5 – Distribution de la position temporelle des pics Čerenkov d’une voie FADC au cours d’un run. La fonction ajustée est une Lorentzienne.

est dans une bonne approximation une calotte sphérique. La détermination des coordonnées et de la valeur du rayon de cette calotte permettrait de trouver le point du maximum d’émission Čerenkov de la gerbe.

Le front d’onde a une extension latérale de l’ordre de 300 m à l’altitude de Thémis. Le maximum de développement des gerbes se situant vers 11 km au dessus du niveau de la mer, on s’attend à ce que le rayon du front d’onde soit de l’ordre de 9 km à l’altitude de Thémis. Le rapport entre le rayon et l’extension latérale du front d’onde étant $\gg 1$, on peut approcher la calotte sphérique par une parabolioïde d’axe parallèle à l’axe de visée. L’intérêt de ceci est qu’il est beaucoup plus simple et rapide en temps de calcul d’ajuster aux données une parabolioïde dont les coordonnées de l’axe varient, qu’une portion de sphère de centre mobile. Le passage des coordonnées du centre de la sphère aux paramètres de la parabolioïde correspondante sont simples, les coordonnées (x, y) du centre de la sphère étant égales à celles de l’axe de la parabolioïde dans le plan normal à l’axe de visée.

L’expression du χ^2 avec lequel on travaille est donc :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{40} \frac{[(t'_i - t_0) \frac{c}{F} - a[(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2]]^2}{(\frac{c}{F} \delta t_i)^2} \quad (6.1)$$

Dans cette équation,

- (x_i, y_i) sont les coordonnées de l’héliostat i dans le repère normal à l’axe de visée passant par le pivot (cf p. 104) ;

- t'_i est la position temporelle du pic Čerenkov dans la voie i , l'origine des temps des fenêtres FADC étant modifiée pour faire coïncider l'échantillon 50 avec non plus la sphère définie en 4.8.4 mais le plan normal à l'axe de visée et passant par le pivot. Ce changement de référentiel est effectué en supposant que le temps d'arrivée moyen des photons Čerenkov utilisé comme origine de temps corrigée en 6.2.4 se trouve sur la sphère définie en section 4.8.4 ;
- c est la vitesse de la lumière ;
- F est la fréquence d'échantillonnage des FADC ;
- δt_i est l'incertitude sur la localisation relative des pics FADC ;
- (x_0, y_0) sont les coordonnées de l'axe de la parabolioïde dans le référentiel normal à l'axe de visée (figure 6.6) ;
- t_0 est un décalage temporel introduit dans le calcul de minimisation pour tenir compte du délai aléatoire de l'ordre de ± 1.5 ns existant entre le déclenchement du détecteur l'instant du STOP de l'acquisition ;
- $a = \frac{1}{2R_{sphere}} = \frac{\sin \vartheta_e}{2*(Z_{pointe} - Z_{Themis})}$ est le facteur d'ordre 2 de la parabolioïde, calculé à partir de l'élévation ϑ_e de la source au moment de l'observation, de l'altitude de pointé des héliostats Z_{pointe} et de l'altitude du site de Thémis Z_{Themis} .

Seuls les pics dont l'amplitude dépasse le seuil de 25 dc¹ et ne sature pas les FADC sont pris en compte pour ce calcul. Par la suite, un nombre minimal de 10 de ces pics est requis garantir la qualité de l'ajustement . Les valeurs de ces seuils permettent d'optimiser la qualité de l'ajustement sans porter préjudice au seuil en énergie ([9], p. 226).

Pourquoi le chi2 n'est pas utilisé comme variable de réjection hadronique

La valeur du χ^2 ainsi calculé pourrait à priori servir à différencier les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques, les premières donnant des fronts d'onde plus proches du front d'onde idéal qu'on cherche à ajuster que les dernières. Le maximum de la distribution du χ^2 qu'on trouve dans les données réelles (hadrons) prises au transit du Crabe est $\simeq 2.5$ lorsqu'on applique la correction sur la position relative des pics FADC avec les pics de référence temporelle (cf section 6.2.3). Ce maximum est de $\simeq 0.7$ pour les γ simulés (fig. 6.7).

Malheureusement la valeur de ce χ^2 est aussi très sensible aux dénominateurs δt_i , dont la dépendance envers le fond de ciel biaise les comparaisons ON-OFF. Ce biais a été constaté en comparant les distributions de χ^2 correspondant à des fonds de ciel différents. Il est également présent entre les données réelles et la simulation, effectuée avec un niveau de bruit de fond constant. Ni le *padding* ni les essais de calcul plus précis de δt_i faisant intervenir cette dépendance (cf fig. 6.4) n'ont pu à ce jour l'éliminer complètement. Ce biais est très embarrassant dans la mesure où l'on attend les γ exactement sur le front montant de la distribution OFF.

¹On rappelle que 1 photoélectron ~ 3 dc.

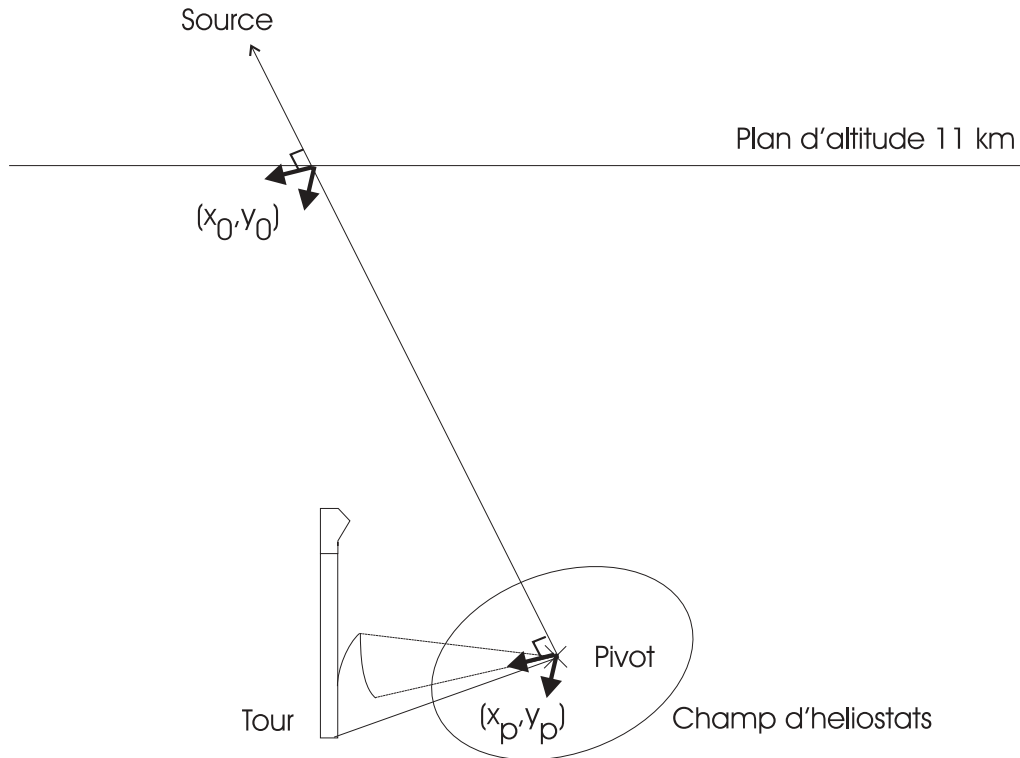


FIG. 6.6 – Cette figure montre comment est obtenu le repère utilisé pour l'ajustement du front d'onde. Le point appelé pivot est le centre géométrique du champ d'héliostats. Le repère dans lequel est localisé le pied de la gerbe, noté avec les coordonnées d'indice p , a pour origine le pivot. Le repère dans lequel est localisé le maximum de la gerbe, indicé 0 , a pour origine le point d'intersection entre l'axe de visée et le plan d'altitude 11 km. Ces deux repères ont pour plan (x,y) le plan normal à l'axe de visée. Pour des raisons de clarté de dessin, les axes représentés ici sont en fait $-x$ et $-y$, l'axe y étant défini par la projection du plan vertical et l'axe x par la normale à l'axe y .

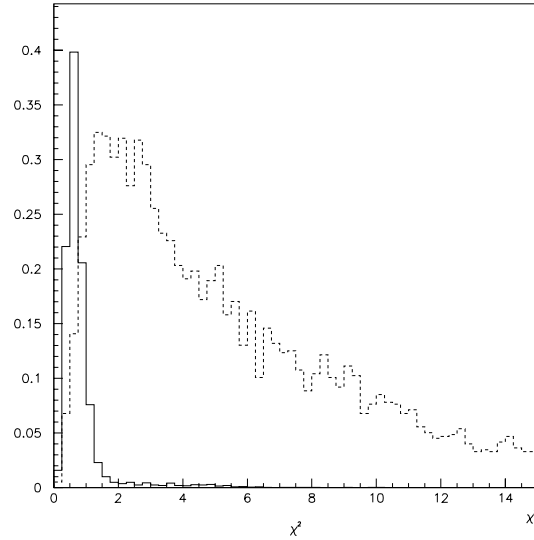


FIG. 6.7 – Distribution du χ^2 de l'ajustement du front d'onde pour les γ simulés (trait plein) et les données réelles (pointillés) au transit du Crabe.

Le χ^2 de l'ajustement du front d'onde n'est donc pas utilisé comme critère de réjection hadronique.

Traitement de l'altitude et résolution en (x_0, y_0)

Les paramètres libres de l'ajustement de la parabolioïde sont (x_0, y_0, t_0) . L'altitude n'en est pas un car elle représente un degré de liberté trop mal contraint par les données ; son traitement en tant que paramètre libre fait diverger les routines de minimisation. Elle y est donc traitée comme paramètre fixe. L'étude du comportement du χ^2 en fonction de ce paramètre a été faite en bouclant dessus en amont des routines de minimisation.

La valeur du paramètre fixe "altitude" a été choisie de sorte à optimiser la résolution spatiale de la reconstruction du maximum de la gerbe ainsi que le χ^2 moyen. D'après la simulation, cette valeur optimale est de 8000 m (fig. 6.9) et mène à une résolution effective de $\delta X_0 = 20$ m pour les γ lorsqu'on est dans les conditions d'observation du Crabe, au Transit, en pointé 11 km, et qu'on exige 10 pics > 25 dc. La figure 6.8 montre la résolution intrinsèque de la procédure de minimisation en x et en y. Cette résolution est de l'ordre de grandeur de l'extension latérale des cascades électromagnétiques au maximum de leur développement.

La résolution en (x, y) dépend du choix du seuil à partir duquel on utilise les pics pour calculer le χ^2 . La résolution en (x_0, y_0) peut descendre jusqu'à 15 m si on choisit ce seuil

suffisamment élevé.

On constate également d'après la figure 6.9 que l'altitude qui minimise le χ^2 de l'ajustement du front d'onde est corrélée avec l'altitude de première interaction de la gerbe. Cette corrélation est faible et n'a pas aujourd'hui justifié une multiplication par 10 systématique du temps de calcul lié à l'ajustement du front d'onde. Elle recèle toutefois une information intéressante qui pourrait faire l'objet de développements ultérieurs.

Le fait que l'altitude qui minimise le χ^2 moyen et qui optimise la résolution de (x_0, y_0) soit 8000 m et non pas 11000 m peut traduire plusieurs effets :

- il se peut qu'on détecte davantage les photons émis plus bas que le maximum d'extension de la gerbe que ceux émis dedans à cause de l'effet de la densité de l'atmosphère sur la quantité d'émission Čerenkov d'une part, via son indice de réfraction, et sur l'absorption de ces derniers d'autre part, via la quantité d'aérosols qu'il peut contenir. Cependant la variation de l'indice de réfraction est prise en compte dans la figure 3.5, laquelle prévoit un maximum d'émission vers 11 km d'altitude et non pas 8 ;
- il peut s'agir du fait qu'utilisant les fronts montants des pics et non leurs maxima pour les localiser, les instants que l'on obtienne correspondent plus aux premiers photons du front d'onde qu'à l'ensemble de ceux-ci. Les photons étant plus lents que les particules dans le cas qui nous concerne, les premiers d'entre eux à atteindre le sol sont ceux qui ont été émis les plus bas ;
- il pourrait s'agir également d'un effet artificiel lié à la correction décrite en section 6.2.4 ;
- il pourrait s'agir aussi d'un biais du à au bruit de fond.

Validation de (x_0, y_0) par la méthode du détecteur scindé

Une méthode intéressante pour valider l'efficacité de la procédure d'ajustement du front d'onde est de corréler les positions (x_0, y_0) trouvées par une moitié du détecteur, constituée d'un héliostat sur deux répartis uniformément, avec celles trouvées par l'autre moitié lors d'une prise de données de bruit de fond hadronique. Cette méthode, illustrée par la figure 6.10, confirme que la procédure décrite dans cette section est efficace. Le point particulièrement pertinent de cette méthode est qu'elle ne fait pas appel à la simulation. En outre, elle donne un résultat sur la capacité de notre ajustement à localiser les cascades hadroniques, que l'on sait mal simuler.

Propriétés de (x_0, y_0) en fonction de l'énergie de la particule primaire

L'efficacité de collection de la lumière Čerenkov est maximale pour les gerbes dont l'alignement est parallèle à l'axe de visée et passe par le pivot. Elle décroît en fonction de cette distance et devient négligeable à partir de 100 m pour les γ d'énergie inférieure à 100 GeV. Ce comportement est lié à la limitation du champ de vue des héliostats, combinée à la géométrie du pointé convergent (cf fig. 4.5). Il a deux conséquences importantes pour l'estimation de l'énergie de la particule primaire :

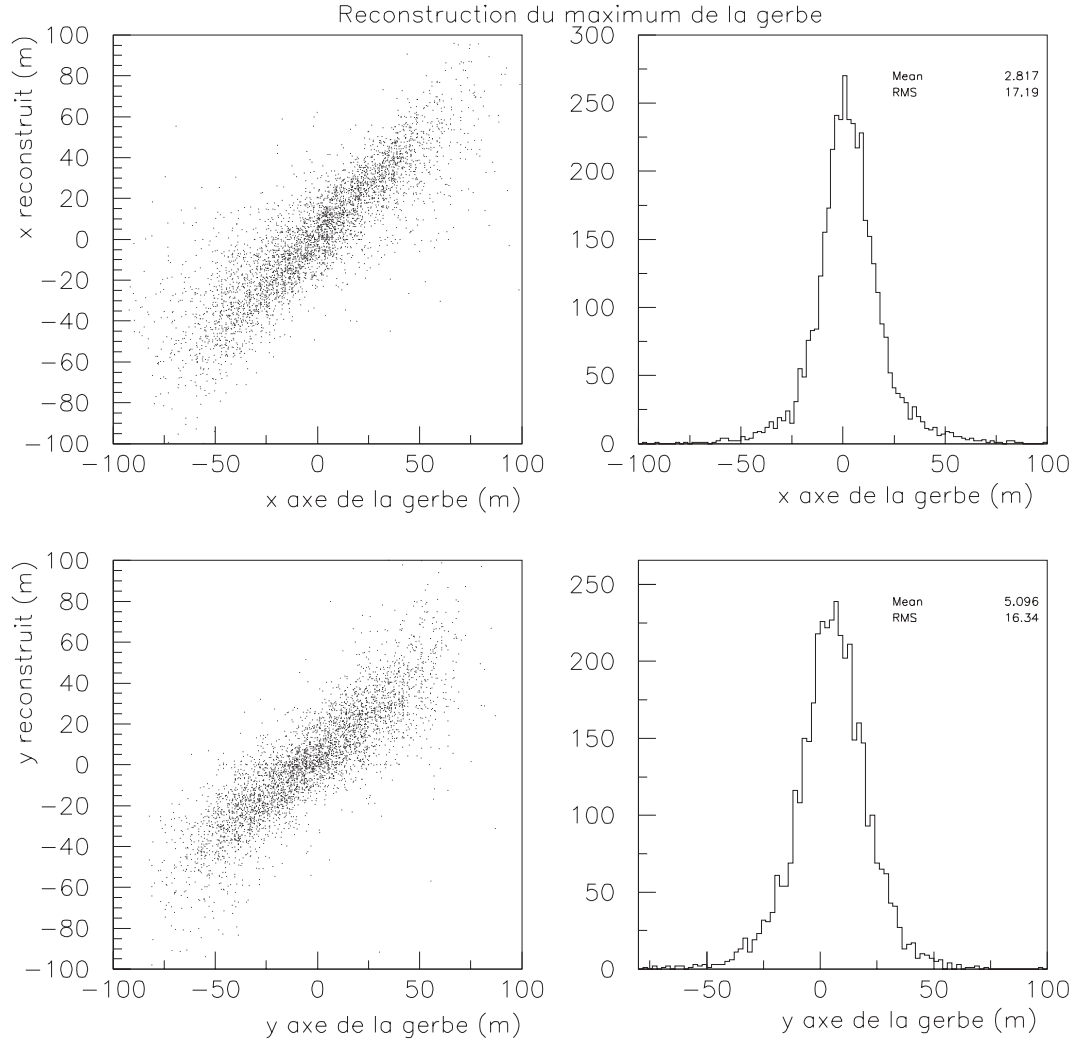


FIG. 6.8 – Cette figure montre la corrélation entre les coordonnées de l'axe de la gerbe et les coordonnées du point (x_0, y_0) trouvé par l'ajustement du front d'onde, pour des γ simulés au transit du Crabe et tirés aléatoirement selon un spectre en E^{-2} . Seuls les pics de plus de 25 de participent au calcul du χ^2 . Le biais systématique de 2.8 m en x et de 5.1 m en y entre les positions simulées et reconstruites peut provenir de la disposition des héliostats et/ou de la correction des positions temporelles des pics dans les FADC (cf section 6.2.4).

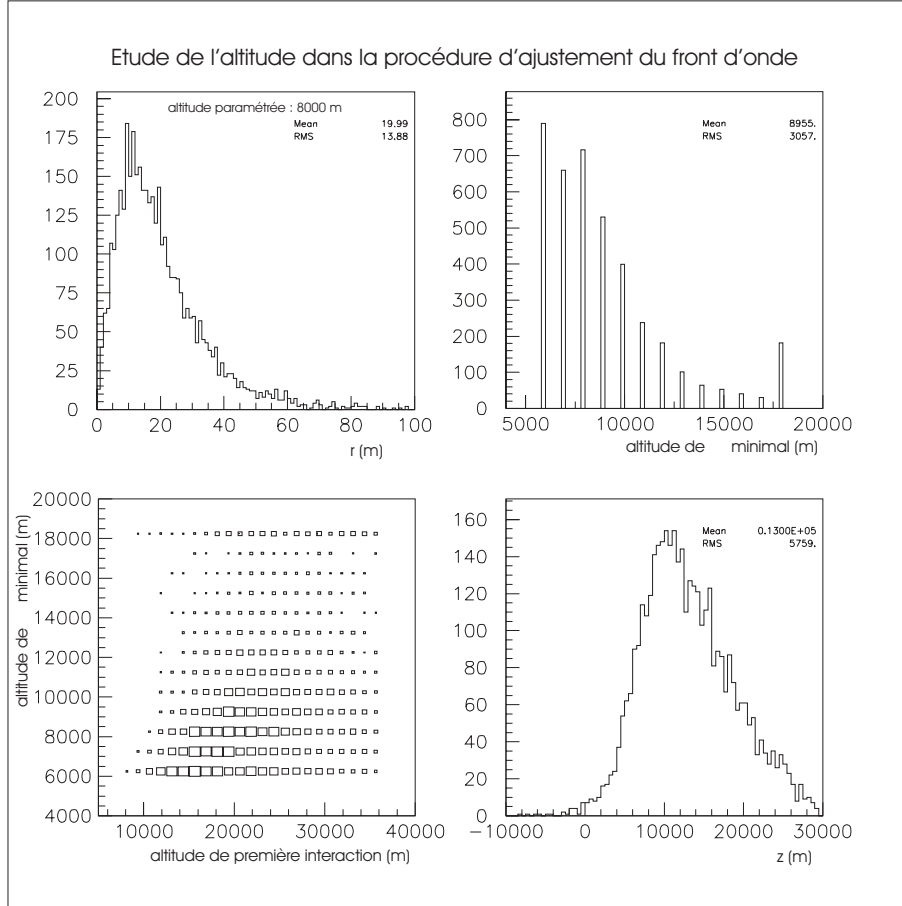


FIG. 6.9 – En haut à gauche : distribution de l'écart entre la position reconstruite du maximum de la gerbe et l'axe de la particule primaire, pour des γ simulés compris entre 20 et 300 GeV et répartis selon une loi de puissance d'indice -2, au transit du Crabe. L'altitude de pointé des héliostats est 11 km, et l'altitude paramétrée dans 6.1 est 8 km. La forme de cette distribution vient de la convolution de la fonction de résolution intrinsèque de la procédure d'ajustement par la surface de l'espace des phases où peuvent se trouver les combinaisons $(\Delta x, \Delta y)$, qui augmente en Δr^2 . Cette distribution convoluée nous intéresse davantage que la résolution intrinsèque car elle donne directement la résolution effective de la reconstruction du maximum de la gerbe. Cette résolution, moyennée sur un spectre de γ en E^{-2} , vaut 20 m. Seuls les pics de plus de 25 dc ont participé à l'ajustement, et 10 d'entre eux ont été exigés.

Les trois autres figures concernent des γ de 100 GeV. En haut à droite, on a la distribution des altitudes qui minimisent le χ^2 . Les "pics" situés aux extrémités de la distribution sont artificiels : ils intègrent en fait toutes les valeurs plus extrêmes qui n'ont pas été testées. Le véritable maximum de la fonction est à 8000 m. En bas à gauche : on distingue une nette corrélation entre l'altitude qui minimise le χ^2 et l'altitude de première interaction. En bas à droite, on a la distribution de l'écart entre l'altitude qui minimise le χ^2 et l'altitude de première interaction. Cette distribution est piquée à 10 km et sa moyenne vaut 13 km, ce qui correspond bien à l'extension longitudinale des gerbes à 100 GeV.

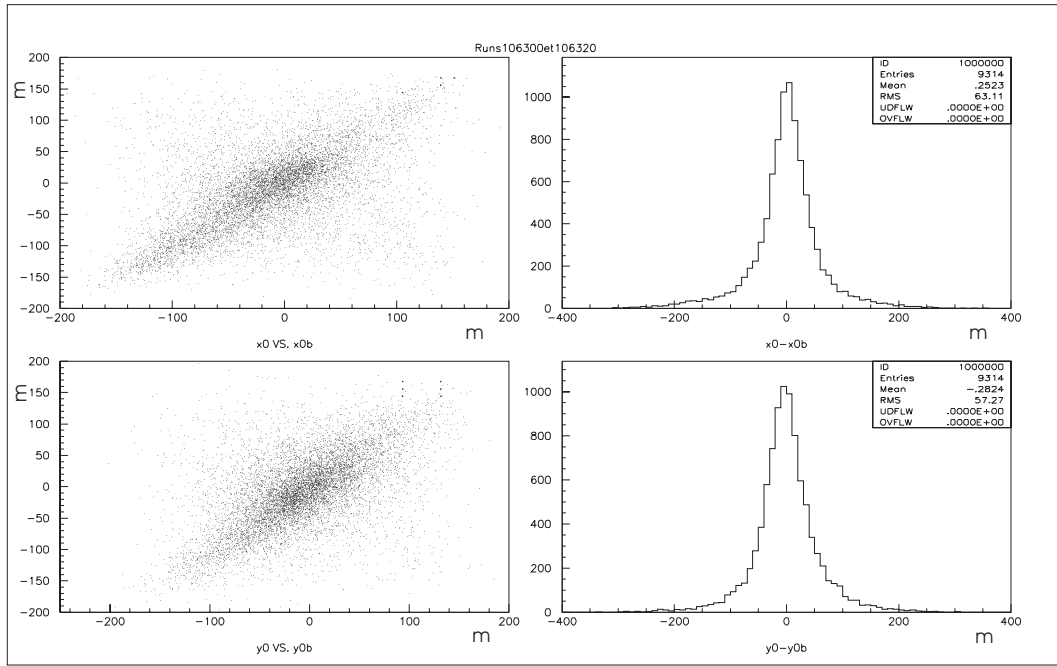


FIG. 6.10 – Diagrammes de corrélation entre les positions du maximum de la gerbe trouvées par les deux moitiés du détecteur. On a, successivement : x_0^a vs x_0^b , $x_0^a - x_0^b$, et la même chose pour y. Ces figures nous montrent une nette corrélation, à travers la densité des nuages de points d'une part et à travers la nature Lorentzienne des fonctions de corrélations d'autre part. Ceci montre que la méthode de reconstruction du front d'onde fonctionne avec les cascades hadroniques des données réelles.

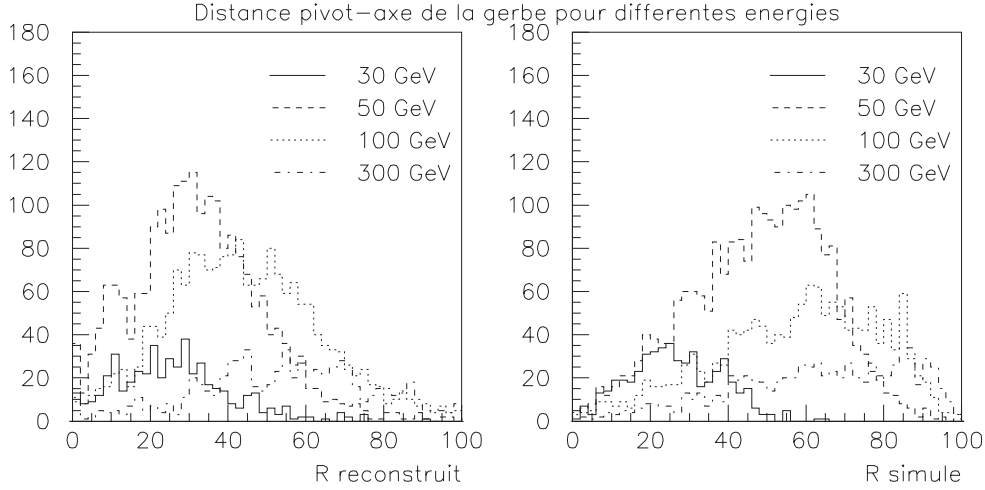


FIG. 6.11 – Distribution des paramètres d'impact reconstruits (à gauche, en m) et simulés (à droite, en m) pour des γ simulés de différentes énergies. Les deux figures ont été obtenues avec les mêmes événements. Le paramètre d'impact est noté R , avec $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. La partie croissante des courbes est due à la croissance de l'espace des phases de (x,y) en fonction de R .

- les cascades de basse énergie ont nécessairement un paramètre d'impact petit ;
- les cascades dont le nombre de photoélectrons est au ras du seuil peuvent aussi bien être des cascades de haute énergie et de grand paramètre d'impact que des cascades de plus basse énergie et de plus petit paramètre d'impact. La mesure de l'énergie de ces cascades repose donc entièrement sur celle de (x_0, y_0) .

La partie droite de la figure 6.11 montre la distribution du paramètre d'impact des cascades que l'on détecte pour différentes valeurs de l'énergie du γ primaire E_γ . Elle montre bien que le paramètre d'impact moyen des gerbes que l'on détecte augmente avec E_γ .

Les sources que l'on observe sont le plus souvent ponctuelles si on les compare aux échelles de résolution angulaire du détecteur. Les γ que l'on est supposé observer ont ainsi une trajectoire nécessairement parallèle à la direction de visée, donc leur paramètre d'impact peut se mesurer simplement à partir du point (x_0, y_0) trouvé précédemment. On peut donc obtenir la distribution du paramètre d'impact des gerbes γ reconstruites simplement à partir de (x_0, y_0) . C'est ce que montre la partie gauche de la figure 6.11. On constate que le paramètre d'impact moyen reconstruit est plus petit que celui donné par la simulation dans le cas des gerbes d'énergie ≥ 100 GeV.

6.3.2 Reconstruction de l'angle d'incidence de la gerbe

La reconstruction de l'angle d'incidence de la gerbe par rapport à l'axe de visée ϑ fait appel à la position de son maximum, calculé précédemment et noté (x_0, y_0) , et au point

d'intersection entre son axe et le plan des héliostats, nommé pied de la gerbe et noté (x_p, y_p) . La reconstruction de ce dernier point est très mauvaise à cause de la déformation de la tache de lumière due au faible champ de vue des héliostats en pointé convergent.

Malgré de nombreux essais, la meilleure méthode d'estimation du pied de gerbe est à ce jour le simple barycentre de lumière [9] : elle donne une résolution de $\delta X_P = 35\text{ m}$. L'identification du pied de la gerbe au pivot lui-même donne une résolution de $\delta X_P = 42\text{ m}$. Le barycentre de lumière est probablement sensible à des effets systématiques de pointé. L'étude d'autres variables de réjection hadronique étant prioritaire sur l'analyse fine de celle-ci, il a été jugé préférable de se contenter d'identifier le pied de la gerbe au pivot.

On calcule donc ϑ comme cela :

$$\vartheta = \frac{R_0}{(Z_{\text{pointe}} - Z_{\text{Themis}}) / \sin \vartheta_e} \quad (6.2)$$

La distribution de cette variable est illustrée figure 6.12. Elle est plus étroite pour les γ simulés que pour le fond réel. On s'attend donc à trouver le signal γ dans la région des ϑ petits. La résolution angulaire qui découle de la RMS de la distribution de ϑ^2 pour les γ est de 4.4 mrad.

D'après la simulation, les protons déclenchent le détecteur jusqu'à 300 m du pivot. Cette distance a beau être sujette à caution à cause du manque de fiabilité de la simulation des protons (cf section 3.1.3), son ordre de grandeur suffit à démontrer que l'estimation de ϑ décrite en section 6.2 n'a pas de sens pour les protons. Il s'ensuit que la distribution de ϑ correspondant au fond hadronique ne reflète pas du tout la distribution angulaire réelle des hadrons qui déclenchent le détecteur. De plus, ces hadrons sont par nature ceux qui donnent des gerbes ressemblant à celles des γ pour lesquelles le détecteur est optimisé, ce qui biaise encore plus la comparaison.

La différence de largeur entre les distributions de ϑ correspondant aux γ et au fond de ciel est suffisante pour utiliser cette variable comme indice révélateur de la présence de γ , mais elle est insuffisante pour l'utiliser dans un but de réjection hadronique efficace. L'étude d'autres paramètres qui permettent de différencier les gerbes γ et les gerbes hadroniques s'impose.

6.3.3 L'homogénéité spatiale du flash Čerenkov

Les fronts d'onde Čerenkov émis par les gerbes γ ont une intensité plus homogène que ceux émis par les gerbes hadroniques. La première idée qui vient à l'esprit pour mesurer cette homogénéité est de calculer la RMS des charges ou des amplitudes des signaux recueillis dans chaque voie. Cependant le nombre de photoélectrons par héliostat donné par les γ de basse énergie étant de l'ordre de 4, les fluctuations statistiques sur ce qu'on veut mesurer sont très importantes et gomment l'information sur la particule primaire. De plus, l'incertitude sur les gains voie par voie augmente encore la RMS qu'on veut calculer. Un moyen de réduire l'importance de ces fluctuations est de sommer les signaux par groupes

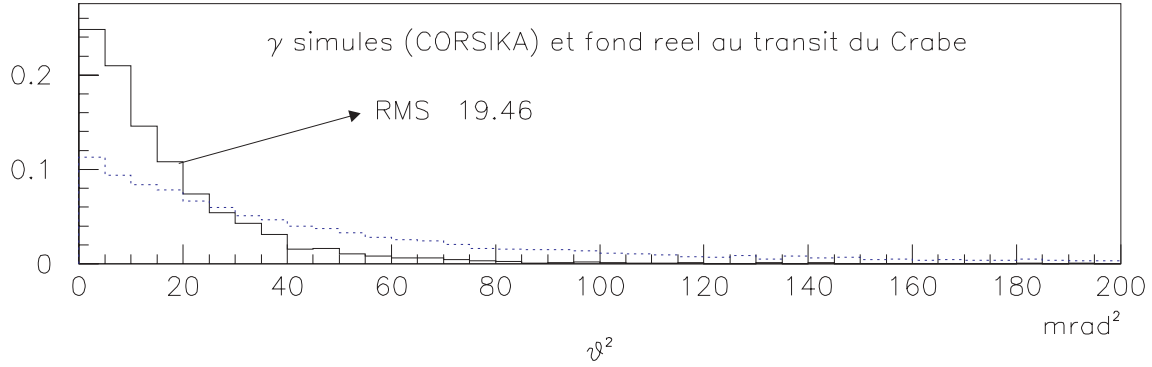


FIG. 6.12 – Distribution de la valeur de ϑ^2 au transit du Crabe pour des γ simulés tirés selon un spectre en E^{-2} (en trait plein) et pour le fond hadronique réel (en pointillés). Les deux histogrammes sont normalisés à 1. Le redéclenchement logiciel en majorité 4/5 a été appliqué et 10 pics > 25 dc sont requis. La résolution angulaire sur la localisation des γ découlant de cette figure est de 4.4 mrad.

de voies, dans la même logique que ce qui est fait pour le déclenchement du détecteur (cf section 4.6).

La variable σ_{grp}

La manière la plus intuitive de grouper les voies pour calculer l'homogénéité du front d'onde est d'utiliser les groupes de déclenchement. Dans cette analyse, la grandeur utilisée pour mesurer le signal recueilli dans un groupe de déclenchement est le maximum de la somme des signaux FADC des 8 voies de ce groupe. Les signaux FADC étant supposés être synchronisés entre eux de la même façon que dans les groupes de déclenchement, aux fluctuations de l'horloge près (cf section 6.2.4), le maximum de leur somme est la grandeur qui représente le mieux le signal qui est comparé au seuil de déclenchement. C'est cette valeur qui est utilisée pour appliquer le redéclenchement logiciel (cf section 5.6.2).

La variable σ_{grp} mesure l'homogénéité du front d'onde par la RMS normalisée des amplitudes A_{grp} des groupes de déclenchement. Elle se calcule ainsi :

$$\sigma_{grp} = \frac{\sqrt{\langle A_{grp}^2 \rangle - \langle A_{grp} \rangle^2}}{\langle A_{grp} \rangle} \quad (6.3)$$

La figure 6.13 montre que cette variable possède un fort potentiel de réjection hadronique. Les autres façons simples de grouper les héliostats donnent les mêmes performances.

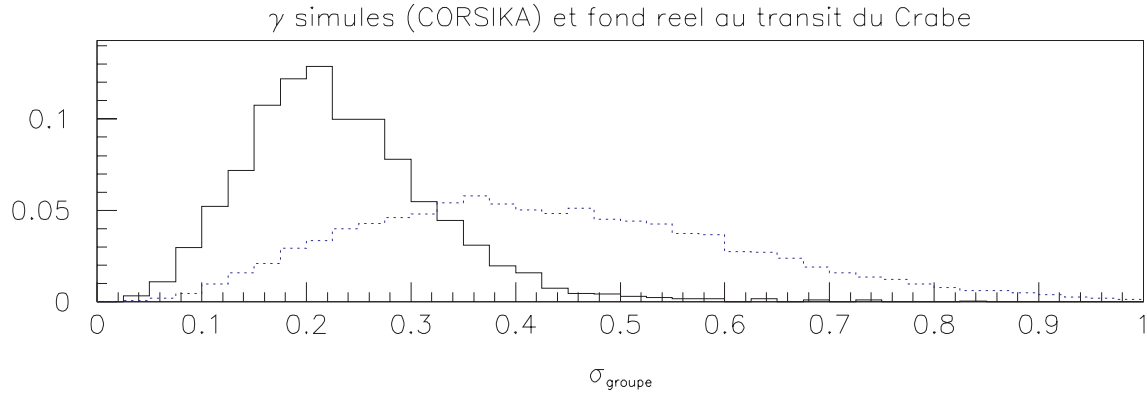


FIG. 6.13 – Distribution de σ_{grp} pour les γ simulés (en trait plein) le fond hadronique réel (en pointillés) au transit du Crabe. Le redéclenchement logiciel en majorité 4/5 a été appliqué et 10 pics > 25 dc sont requis.

Dépendance en énergie

On pourrait s'attendre à ce que σ_{grp} dépende de l'énergie de la gerbe, à cause de l'augmentation de la composante statistique de la dispersion des amplitudes recueillies à basse énergie. La figure 6.14 montre que ce n'est pas le cas. Si on compare cette figure avec la figure 6.13, on constate que cette variable dépend davantage de la nature de la particule primaire que de son énergie, dans la gamme de travail de CELESTE tout au moins. Une coupure sur cette variable gardera donc les événements de basse énergie.

Dépendance en angle horaire

On s'attend à ce que σ_{grp} augmente avec l'éloignement au transit, du fait de l'écart qui se creuse entre les efficacités de collection des différents groupes de déclenchement. Dans les données γ simulées, cette augmentation est de 20% entre le transit et 2 heures après le transit pour la déclinaison du Crabe (fig. 6.15) ainsi que pour les sources qui passent au zénith. Cette dépendance est beaucoup plus marquée dans les données réelles, comme on le verra dans le chapitre 8. Elle n'est donc pas reproduite correctement par la simulation. Le choix d'une valeur de coupure sûre à appliquer à cette variable devra prendre en compte ces deux problèmes.

6.3.4 L'homogénéité temporelle du flash Čerenkov

Jusqu'à présent l'information temporelle qu'on utilise se réduit à au plus 40 nombres correspondant aux positions des pics de lumière Čerenkov dans les FADC. La mesure des positions de ces pics permet d'ajuster par la méthode du χ^2 un front d'onde parabolique. Cet ajustement donne deux résultats importants : la position du maximum de la gerbe et

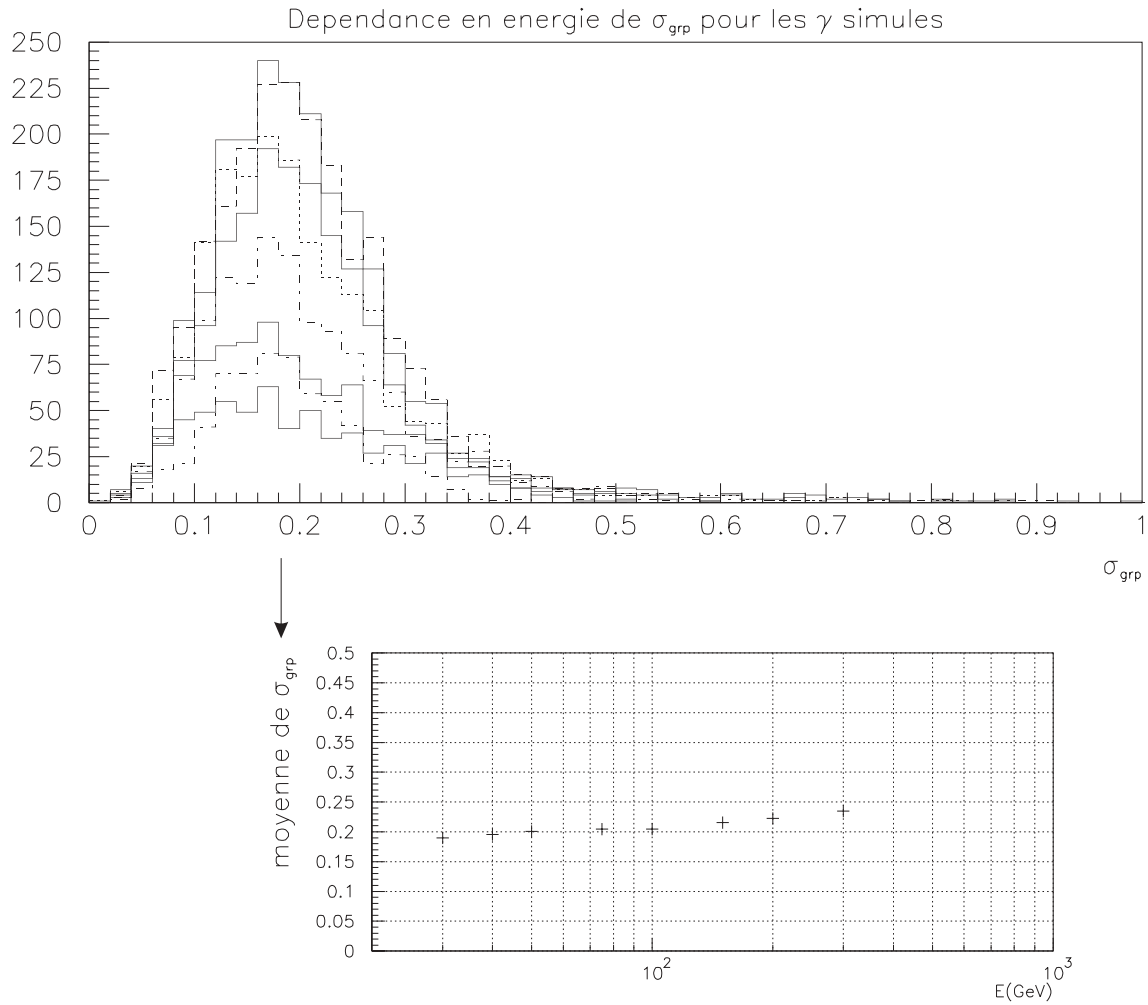


FIG. 6.14 – Dépendance en énergie de σ_{grp} pour les γ simulés. En haut, la distribution de σ_{grp} est donnée pour les énergies de 20, 30, 40, 50, 75, 100, 150, 200, et 300 GeV. En bas, les moyennes des distributions du haut sont indiquées en fonction de l'énergie.

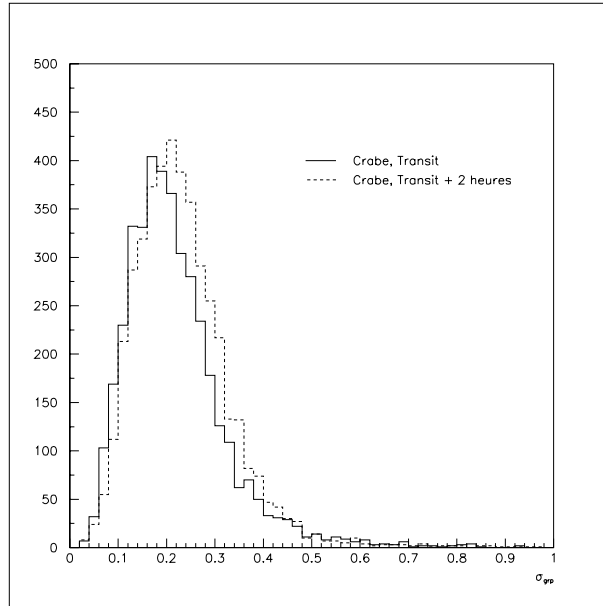


FIG. 6.15 – Distribution de σ_{grp} pour les γ simulés au transit du Crabe et 2h après.

la valeur du χ^2 . La reconstruction de la position du maximum de la gerbe est une réussite, avec une résolution de 20 m. En revanche le χ^2 ne permet pas de différencier les γ et les protons, pour deux raisons :

- le faible champ de vue des héliostats lisse le profil temporel des gerbes hadroniques ;
- la grande sensibilité au bruit rend difficile la maîtrise de ce paramètre.

On peut dire qu'on parvient à exploiter l'information temporelle d'origine géométrique mais pas l'information temporelle intrinsèque à la gerbe. Peut-on faire mieux ?

Jusque là on n'a utilisé qu'une fraction de l'information temporelle : la position du front montant des pics. Puisque la nature de la particule incidente détermine la distribution temporelle des photoélectrons, la forme et notamment la largeur des pics sont à exploiter aussi.

CELESTE a été conçue pour étudier les photons γ de basse énergie. Aux gerbes de basse énergie correspondent des pics sortant très peu du bruit de fond. Ces pics sont irréguliers si on les considère individuellement (cf fig. 6.1, dans les voies B02, B08 et A09). Ce qui fait la force de CELESTE est le principe de la somme analogique. Appliquons ce principe aux données FADC !

Pour faire ressortir la composante “particule primaire” du signal Čerenkov, une solution est de s'affranchir de la composante géométrique en utilisant les informations issues de l'ajustement du front d'onde. On peut pour cela sommer “analogiquement” les signaux FADC en se plaçant dans la géométrie chacun des événements. Il suffit de sommer les fenêtres FADC en les décalant les unes par rapport aux autres d'un délai égal au résidu

qui leur correspond. Le profil obtenu est très beau, même à basse énergie (fig. 6.16), son rapport signal/bruit étant augmenté de $\sqrt{40}$ par rapport à celui des pics individuels.

Etude préliminaire avec les événements communs CAT-CELESTE

Un premier test de l'efficacité de cette méthode consiste à mesurer de façon simple la largeur du profil temporel du front d'onde sommé et à regarder l'effet d'une coupure sur la valeur de cette mesure sur les données communes CAT-CELESTE. La mesure simple qui vient immédiatement à l'esprit est le nombre d'échantillons FADC situés au dessus d'un seuil, que nous avons choisi à 20% de la hauteur du maximum du profil. Nous avons nommé t_{20} la grandeur ainsi mesurée.

La figure 6.17 montre la distribution du paramètre α des événements communs CAT-CELESTE pour différentes coupures sur t_{20} . Le paramètre α (ou α_H , comme angle de Hillas) est un paramètre de réjection hadronique commun à tous les imageurs Čerenkov atmosphériques. Il mesure l'angle défini dans la caméra par l'axe de l'image de la gerbe d'une part et par la droite passant par le centre de la caméra et le barycentre de la tache de lumière associée à la gerbe d'autre part. Le signal γ se trouve dans les petites valeurs de cet angle, correspondant aux gerbes parallèles à l'axe source - télescope.

Sur la figure 6.17, si on définit le signal comme étant la somme des 2 premiers bins de chaque distribution, on constate que le rapport signal/bruit passe de 6% sans coupure en t_{20} (en bas à droite) à 17% avec la coupure $t_{20} < 10$ (en haut à gauche). La largeur du profil temporel construit dans cette section contient donc indéniablement une information physique intéressante. Il reste maintenant à le mesurer de manière plus fine.

L'ajustement du signal sommé et la variable τ_{50}

Nous nous sommes inspiré de la fonction lognormale (fig. 6.18) pour ajuster le front d'onde sommé, sur la base d'une étude déjà menée dans le domaine des échantillonneurs de plus haute énergie [32]. Cette fonction s'écrit :

$$\begin{aligned} t < t_0 : & \quad f(t) = C \\ t > t_0 : & \quad f(t) = C + \frac{A}{(t-t_0)\sigma} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(\log(t-t_0)-\mu)^2} \end{aligned} \quad (6.4)$$

C étant une constante, A l'amplitude, t_0 le décalage temporel, μ et σ les paramètres définissant la forme de la fonction. Les largeurs de la fonction, c'est à dire l'écart de temps entre X% d'un front (montant ou descendant) et Y% d'un front (du même ou de l'autre), peuvent s'exprimer analytiquement en fonction de μ , σ , X et Y. Par exemple, la largeur à mi-hauteur (qu'on nomme τ_{50}) s'exprime :

$$\tau_{50} = e^{(\mu-\sigma^2)} [e^{\sqrt{-2\sigma^2 \log(\frac{1}{2})}} - e^{-\sqrt{-2\sigma^2 \log(\frac{1}{2})}}] \quad (6.5)$$

La distribution de τ_{50} est donnée fig. 6.19.

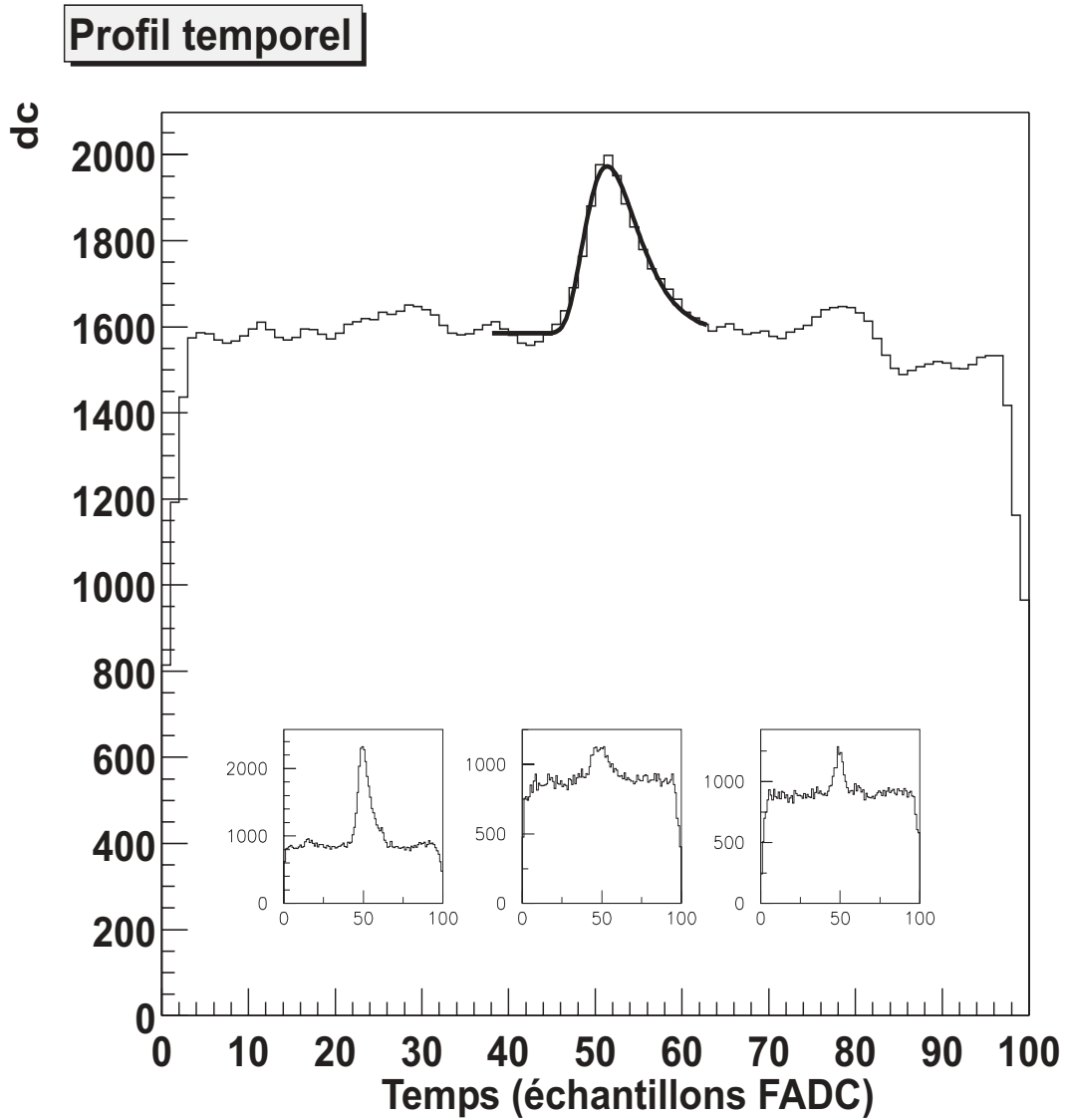


FIG. 6.16 – Profil temporel du signal Čerenkov, obtenu par sommation des fenêtres FADC après leur recalage sur le front d'onde ajusté. La figure principale représente un événement γ simulé de 20 GeV. La courbe superposée au signal est la fonction 6.4. Les 3 événements en encart proviennent de données réelles.

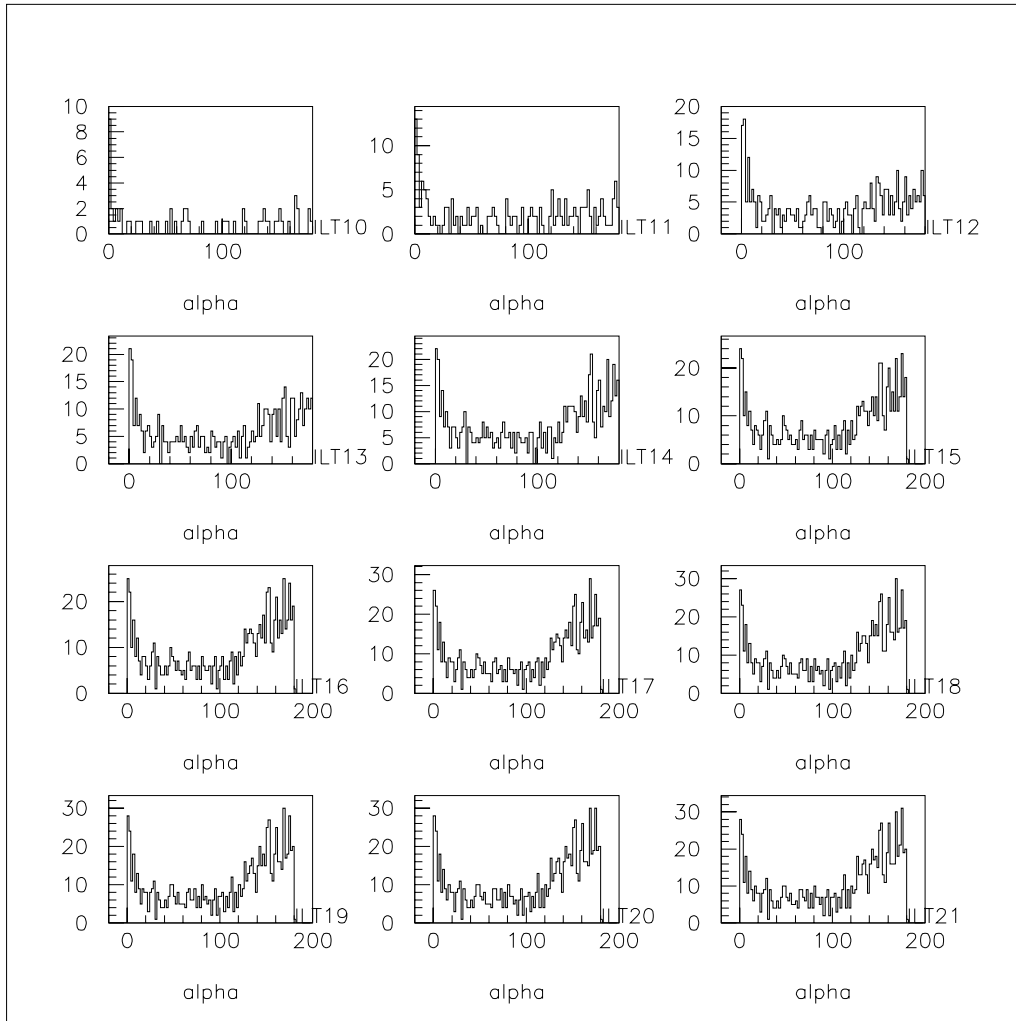


FIG. 6.17 – Distribution de l'angle α des données communes CAT-CELESTE en fonction de la coupure sur t_{20} . t_{20} est la largeur à 20% de sa hauteur du profil temporel du front d'onde sommé. "LT X" signifie $t_{20} < X$. On constate que cette coupure augmente le rapport signal/bruit des événements communs.

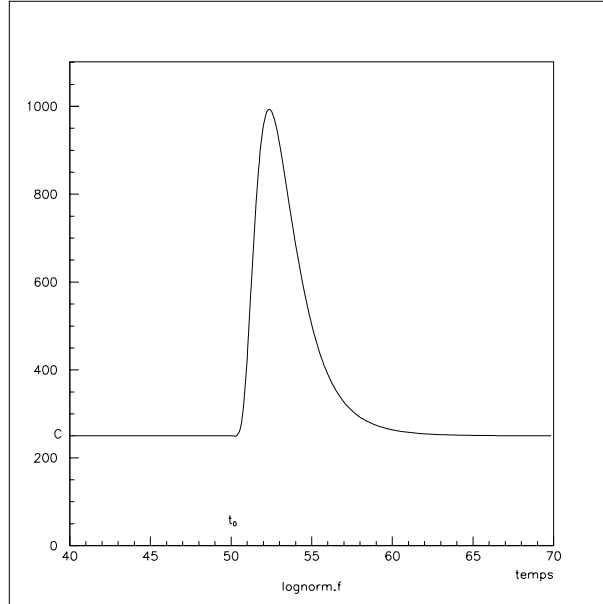


FIG. 6.18 – Fonction lognormale, utilisée pour l’ajustement du signal correspondant au front d’onde sommé.

On peut de la même manière exprimer le temps de montée ou le temps de descente du signal, ou sa largeur à n’importe- quelle proportion de sa hauteur. Ces combinaisons ont été étudiées systématiquement avec la simulation et il s’est avéré que les largeurs situées autour de la mi-hauteur du signal possèdent toutes le même potentiel de réjection hadronique. Ce n’est pas étonnant car elle contiennent fondamentalement la même information. La largeur à mi-hauteur τ_{50} a été retenue car c’est la plus intuitive. L’étude de la valeur prise par ce χ^2 n’a révélé aucun potentiel de réjection hadronique.

Dépendance en énergie

On pourrait s’attendre à ce que τ_{50} dépende de l’énergie de la gerbe à cause de l’augmentation de la dispersion temporelle des photoélectrons avec celle-ci. De même que pour σ_{grp} , la comparaison des figures 6.20 et 6.19 montrent que cette dépendance est négligeable par rapport à celle en la nature de la particule primaire. Une coupure sur cette variable gardera donc également les événements de basse énergie.

Dépendance en angle horaire

On s’attend à ce que τ_{50} soit indépendant du pointé. C’est effectivement le cas : dans les données γ simulées, la moyenne de τ_{50} varie de moins de 1% entre le transit et 2 heures après le transit pour la déclinaison du Crabe (fig. 6.21) ainsi que pour les sources qui

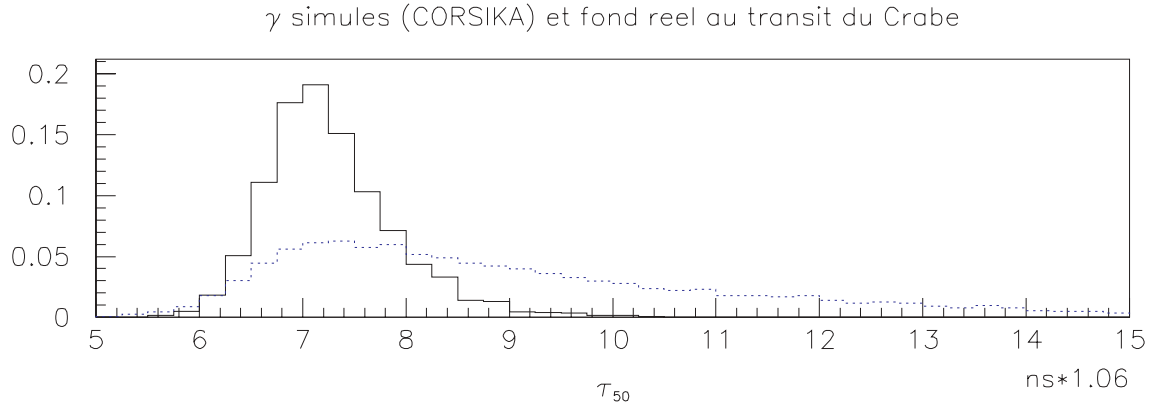


FIG. 6.19 – Distribution de τ_{50} pour les γ simulés (en trait plein) et le fond hadronique réel (en pointillés) au transit du Crabe. Le redéclenchement logiciel en majorité 4/5 a été appliqué et 10 pics > 25 dc sont requis.

passent au zénith. Cette propriété n'est pas tout à fait reproduite dans les données réelles, qui exhibent une dépendance plus marquée.

Espace des phases $\tau_{50} \times \sigma_{grp}$ et corrélation avec le pied de gerbe

La figure 6.22 montre où se situent les γ et les protons dans l'espace des phases ($\tau_{50} \times \sigma_{grp}$). On constate à première vue qu'il n'y a pas de corrélation entre ces deux paramètres. Quand on grossit cette figure, c'est effectivement ce qu'on voit. Cet aspect est important : il montre qu'on sait exploiter les informations *temps* et *amplitude* indépendamment. Il montre qu'une coupure sur τ_{50} n'est pas redondante avec une coupure sur σ_{grp} , et que τ_{50} va donc permettre d'enrichir les données en γ au delà de ce que permet σ_{grp} .

On pourrait imaginer que τ_{50} dépende de la nature du primaire davantage à travers le paramètre d'impact de la gerbe qu'à travers sa structure interne. Les protons pouvant déclencher avec des paramètres d'impact beaucoup plus grands que les γ , une telle dépendance pourrait conduire à ce qu'on voit figure 6.19. Le bas de la figure 6.22 montre en effet une légère corrélation pour les γ et pour $R > 50$ m. Cette corrélation est très faible, et inexistante pour les protons. On peut donc conclure que τ_{50} dépend fondamentalement de la structure interne de la gerbe et non pas de R .

6.3.5 Choix des valeurs de coupure

Coupures de préanalyse

Les coupures de préanalyse sont le redéclenchement logiciel d'une part, décrit en 5.6.2, et la sélection des événements possédant un certains nombre de pics Čerenkov de qualité d'autre part, évoquée en 6.3.1. Mathieu de Naurois a optimisé ces deux coupures [9] et

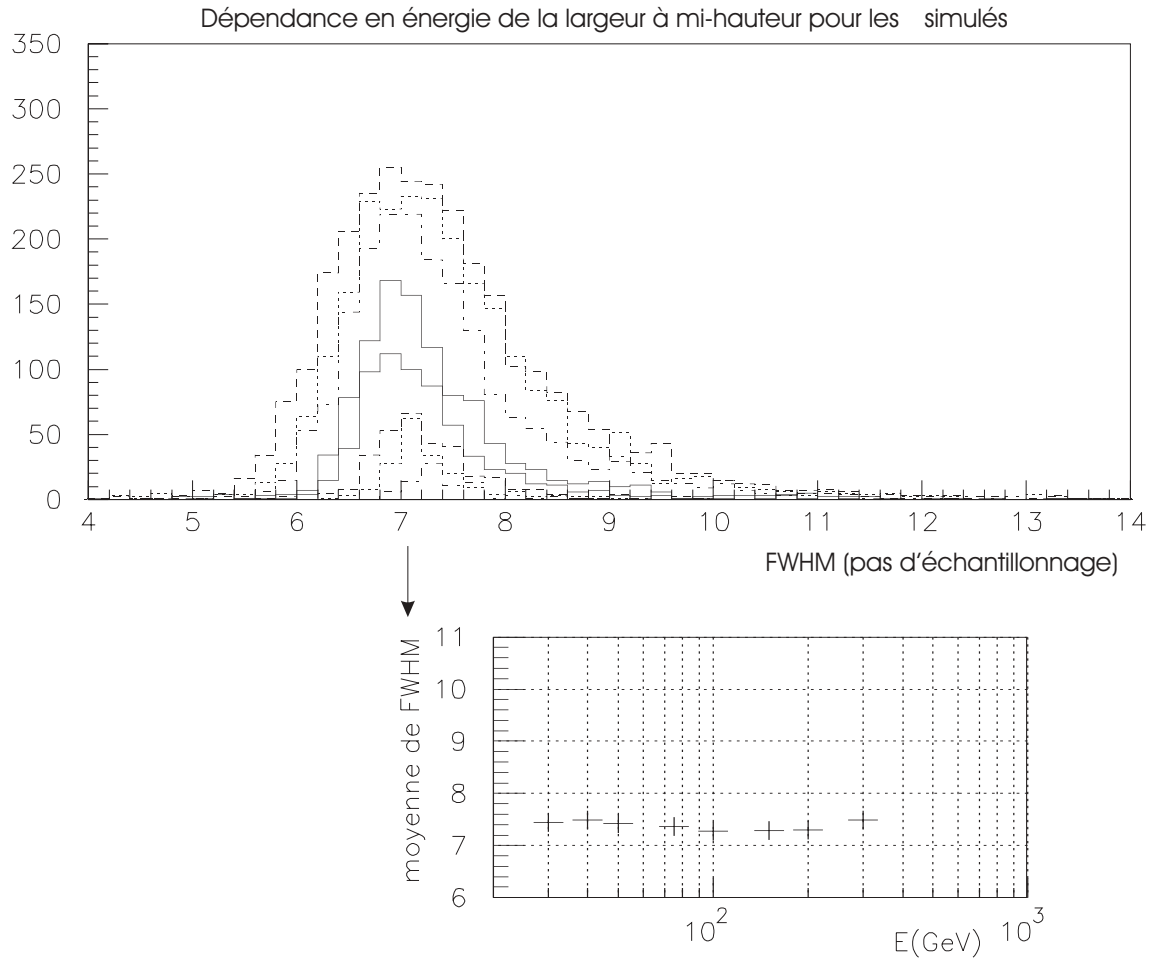
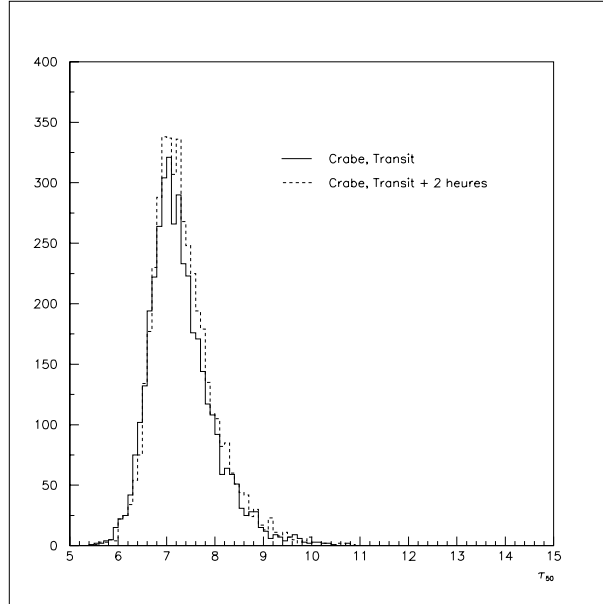


FIG. 6.20 – Dépendance en énergie de τ_{50} pour les γ simulés. En haut, la distribution de τ_{50} est donnée pour les énergies de 20, 30, 40, 50, 75, 100, 150, 200, et 300 GeV. En bas, les moyennes des distributions du haut sont indiquées en fonction de l'énergie.

FIG. 6.21 – Distribution de τ_{50} pour les γ simulés au transit du Crabe et 2h après.

Majorité du redéclenchement logiciel	4
Seuil du redéclenchement logiciel	5 γ e
Seuil de qualité des pics FADC	25 dc
Nombre de pics de qualité requis	10

TAB. 6.1 – Valeurs standard des coupures de préanalyse.

a abouti aux valeurs données dans le tableau 6.1. Ces valeurs, déjà évoquées dans de nombreuses légendes, sont utilisées de façon standard.

Coupures de réjection hadroniques

L'optimisation des coupures de réjection fait appel à une grandeur Q nommée facteur de qualité. C'est la grandeur par laquelle est multipliée la signification statistique σ d'un signal lorsqu'on applique la coupure. D'après l'équation 5.4, on a :

$$Q = \frac{\epsilon_{\gamma}}{\sqrt{\epsilon_{hadrons}}} \quad (6.6)$$

L'optimisation des coupures de réjection hadronique s'articule autour de deux objectifs : maximiser la sensibilité et minimiser l'incertitude sur le calcul du flux. Pour atteindre le premier objectif, il suffit de choisir les valeurs de coupures sur les maxima des courbes de la figure 6.23. Le second objectif, auquel nous nous intéresserons, est plus délicat à

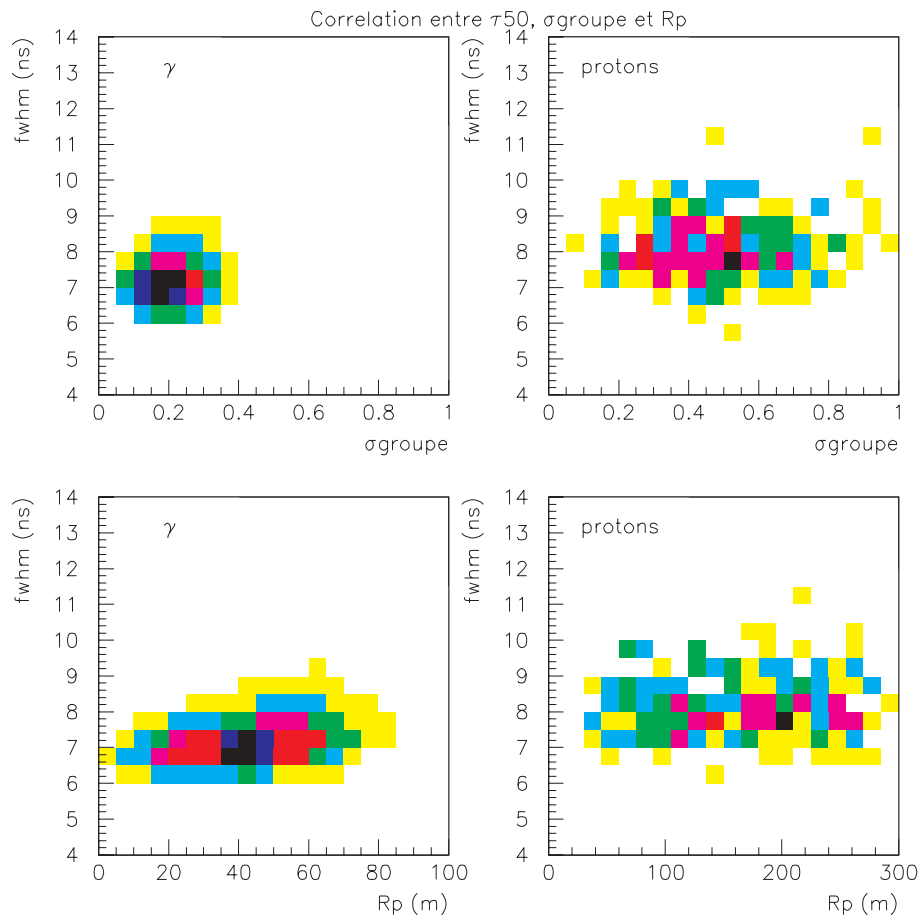


FIG. 6.22 – En haut : représentation des γ et des protons dans l'espace des phases $(\tau_{50}, \sigma_{grp})$. En bas, corrélation entre τ_{50} et R , le paramètre d'impact simulé de la gerbe.

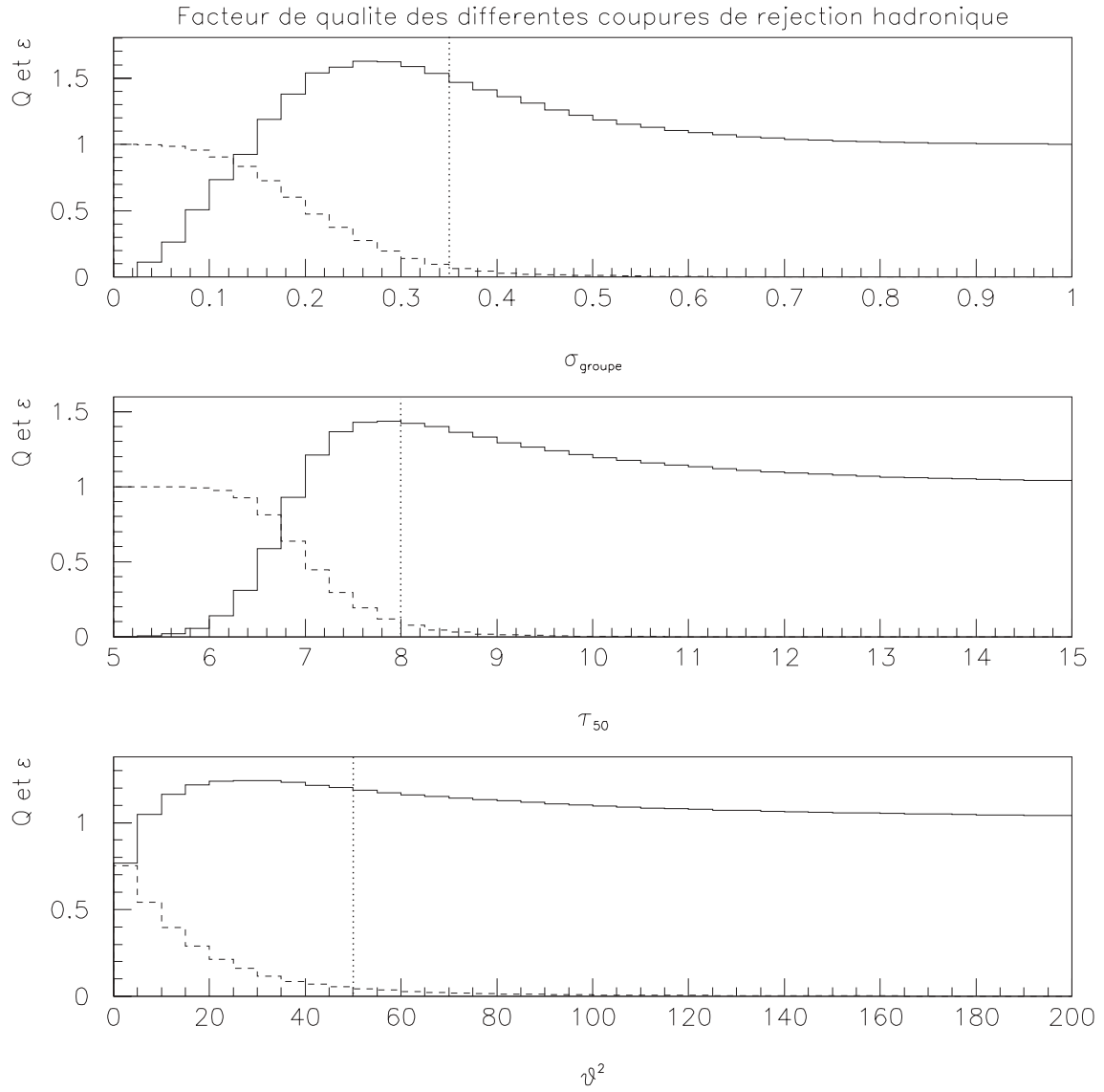


FIG. 6.23 – Facteur de qualite des coupures de réjection hadroniques en fonction des valeurs de celles-ci (en trait plein), et proportion des γ rejetés par ces coupures $1-\epsilon_\gamma$ (en pointillés). Les coupures sont appliquées indépendamment, après les coupures de préanalyse standard. Les lignes pointillées verticales indiquent la position des coupures standard.

Coupures de l'analyse présentée dans [9], [10] et [34]	Coupures de cette analyse
$\sigma_{grp} < 0.25$	$\sigma_{grp} < 0.35$
-	$\tau_{50} < 8.0 \times 1.06 \text{ ns}$
$\vartheta < 7 \text{ mrad}$	$\vartheta < 7 \text{ mrad}$

TAB. 6.2 – Valeurs usuelles des coupures de réjection hadroniques.

atteindre. Il exige de minimiser l'incertitude systématique sur l'efficacité des coupures liée à la valeur de celles-ci, laquelle est proportionnelle à $1-\epsilon_\gamma$ (courbes pointillées de la figure 6.23), tout en minimisant l'incertitude statistique, qui est proportionnelle à $1/\sigma$ donc à $1/Q$.

Dans l'idéal on pourrait calculer ces valeurs optimales à partir de la simulation. Dans la réalité, il est plus sage de choisir des valeurs délibérément plus élevées que ces dernières car on peut quantifier l'incertitude statistique avec plus de fiabilité que l'incertitude systématique liée à l'inexactitude de la simulation. Cette inexactitude, comme on l'a évoqué à propos de la dépendance en angle horaire de σ_{grp} et τ_{50} , et comme on le verra dans les résultats de l'observation du Crabe (cf chapitre 8), se manifeste surtout lorsqu'on s'écarte du Transit de plus de 1h30. Des valeurs de coupure “larges” permettent donc de limiter les biais liés à l'angle horaire.

Ces valeurs sont déterminées arbitrairement à l'heure actuelle, en tenant compte des arguments ci-dessus mais sans tenir compte des résultats obtenus *a posteriori* dans le chapitre 8. Elles sont résumées dans le tableau 6.2. Elles sont différentes des valeurs utilisées dans l'analyse de M. de Naurois et présentées dans les publications [10] et [34].

Chapitre 7

Seuil et acceptance du détecteur

La détermination du seuil en énergie et de l'acceptance du détecteur est un problème très délicat en astronomie γ au sol. En l'absence de faisceau test, ces paramètres doivent être calculés à partir de simulations des cascades atmosphériques et des détecteurs. Malgré les différents points de contrôle qui permettent de valider les simulations, cette méthode de calcul est fragile car sujette à des incertitudes systématiques inattendues. L'utilisation des événements communs CAT-CELESTE à des fins de calibration exige également de maîtriser de la simulation [9].

Le présent chapitre expose une méthode de calcul pour ces paramètres basée sur CORSIKA pour la simulation des cascades atmosphériques, et sur les codes de simulation standards pour l'optique et l'électronique de CELESTE. Il traite ensuite le problème de la dépendance de l'acceptance en la forme du spectre de la source par deux approches différentes, et évalue ensuite les différentes incertitudes systématiques qui affectent le calcul du flux des photons γ détectés par CELESTE.

7.1 Détermination du seuil et de l'acceptance du détecteur

7.1.1 Définition du seuil et méthode

En astronomie γ Čerenkov au sol, le seuil en énergie d'un détecteur est défini par convention comme le maximum de la fonction $\frac{dN(E)}{dE}$, qui représente le nombre de γ déclenchant le détecteur en fonction de leur énergie. Il ne s'agit pas véritablement d'un seuil, mais plutôt d'une grandeur qui permet de caractériser la gamme de sensibilité des détecteurs. L'énergie des γ n'étant pas connue dans la réalité, on a recours à la simulation pour déterminer ce seuil.

Le taux de comptage intégral $N(E)$, exprimé en $\gamma.s^{-1}$, dépend de la surface effective de collection du détecteur $A_{eff}(E)$ et du flux différentiel primaire de la source $\varphi(E)$ de la façon suivante :

$$N(E) = \int_E^{\infty} A_{eff}(E)\varphi(E)dE \quad (7.1)$$

Le maximum de $\frac{dN(E)}{dE}$ dépend donc de la forme du spectre de la source dans la gamme de sensibilité de détecteur. Une autre convention de l'astronomie γ au sol consiste à utiliser le spectre de la nébuleuse du Crabe pour calculer le seuil et l'acceptance de référence des détecteurs (cf fig. 1.9). Ce spectre suit en bonne approximation une loi de puissance d'indice spectral -2 dans la gamme de sensibilité de CELESTE (cf section 2.2). Le seuil de référence de CELESTE se définit donc comme le maximum de la fonction :

$$\frac{dN(E)}{dE} = A_{eff}(E)E^{-2} \quad (7.2)$$

Ce seuil est correct et comparable à celui des autres expériences dans le cas particulier de la nébuleuse du Crabe, mais dans le cas général, il doit être calculé différemment pour chaque source.

Comme on l'a vu précédemment, l'efficacité optique du détecteur et des coupures d'analyse dépendent du pointé. Le seuil et l'acceptance doivent donc être calculées sur différents pointés de façon à couvrir les zones du ciel que l'on observe.

Les γ CORSIKA ont été simulés en 9 lots d'énergie : 20, 30, 40, 50, 75, 100, 200 et 300 GeV. Chaque lot d'énergie comprend 1Go de données sous forme de photons Čerenkov au sol, ce qui correspond par ordre d'énergie croissant à ~ 1000 à ~ 20000 événements. Les γ ont été tirés avec des paramètres d'impact compris dans un disque de 100 m de rayon. Dans le cas du transit du Crabe, où l'efficacité du détecteur le requiert, cette surface a été complétée par une couronne 100 à 150 m de rayon pour les γ d'énergie comprise entre 100 et 300 GeV.

La figure 7.1 montre l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie du photon primaire à différents pointés. On constate que le seuil en énergie :

- vaut bien 30 GeV au transit du Crabe ;
- augmente avec l'angle horaire et la déclinaison du pointé ;
- est au niveau de l'analyse environ deux fois plus élevé qu'au niveau du déclenchement brut.

7.1.2 Calcul de l'acceptance de référence du détecteur

Le calcul précis de la surface effective de collection fait appel à un ajustement fonctionnel de $\frac{dN_{t,c}/dE}{dN_i/dE}$, dN_i , dN_t et dN_c dénotant respectivement les γ initiaux simulés, les γ déclenchant le détecteur et les γ passant les coupures d'analyse. La fonction ajustée est :

$$A_{eff}^{t,c}(E) = \pi R_{simu}^2 \frac{dN_{t,c}/dE}{dN_i/dE} = a(1 - e^{-bE+c}) \quad (7.3)$$

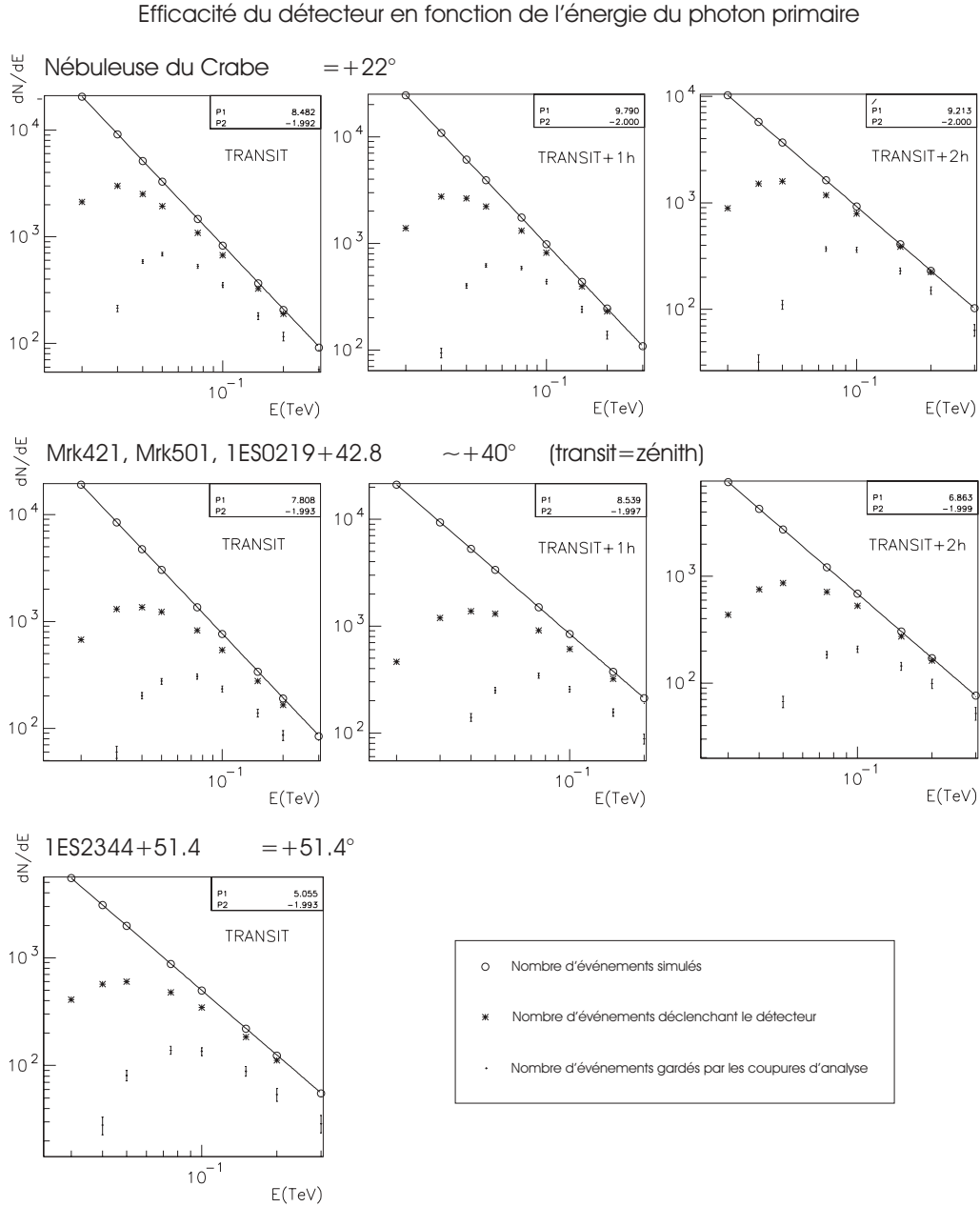


FIG. 7.1 – Efficacité du détecteur en fonction de l'énergie du photon primaire pour des points différents, correspondant aux sources auxquelles on s'intéressera au prochain chapitre. Les ronds correspondent aux γ simulés, tirés selon un spectre en E^{-2} , les * au nombre de γ déclenchant le détecteur et les points au nombre de γ passant les coupures d'analyse. On peut évaluer sur cette figure la dépendance en angle horaire du seuil du détecteur pour les déclinaisons correspondant à la nébuleuse du Crabe et aux blazars transitant au Zénith à la latitude de Thémis. Les indications données dans les coins supérieurs droits des figures donnent les paramètres de l'ajustement des spectres primaires simulés par la loi de puissance $\frac{dN}{dE} = P1 \times E^{P2}$. Attention : l'usage des coordonnées log-log décale vers la droite les maxima des courbes par rapport à leur positions en coordonnées linéaires. Il en découle qu'en regardant cette figure l'œil a tendance à surestimer les seuils en énergie. L'estimation des seuils doit faire appel aux figures du type 7.2.

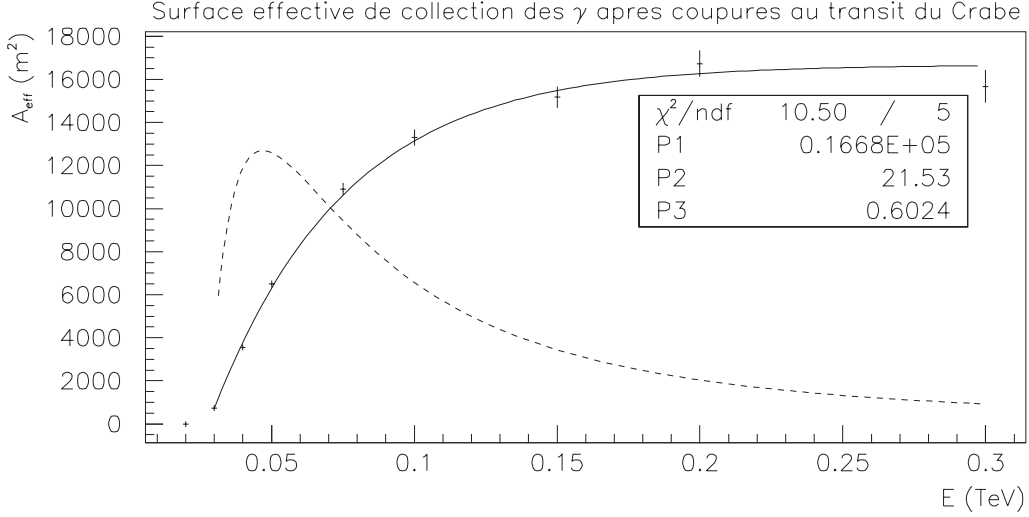


FIG. 7.2 – Ajustement de la surface effective de collection des γ au transit du Crabe, après les coupures d'analyse standard (trait plein) et produit de la fonction ajustée par la loi de puissance E^{-2} (pointillés; unité arbitraire). Les paramètres P1, P2 et P3 correspondent aux paramètres a, b et c de l'équation 7.3.

R_{simu} étant le rayon du disque auquel appartient le paramètre d'impact des γ simulés, et a , b et c étant les paramètres libres de l'ajustement. Cette fonction a été choisie car elle représente bien l'allure de $A_{eff}(E)$ dans la gamme d'énergie qui nous intéresse.

La figure 7.2 donne un exemple de cet ajustement. La multiplication de la fonction ainsi ajustée par un spectre en E^{-2} permet alors de localiser le seuil de référence en énergie plus précisément que sur la figure 7.1. L'acceptance intégrale $\langle A_{eff}^{t,c} \rangle (E_S)$ du détecteur, définie comme son acceptance d'un seuil E_S à l'infini à un spectre primaire en E^{-2} , peut alors être calculée en prenant l'intégrale de $\frac{dN_{t,c}}{dE}$ de E_0 à l'infini, $E_0 \geq E_S$ étant l'énergie à partir de laquelle la fonction ajustée est positive, et en la normalisant par l'intégrale de E^{-2} de E_S à l'infini :

$$\langle A_{eff}^{t,c} \rangle (E > E_S) = \frac{\int_{E_0}^{\infty} A_{eff}^{t,c}(E) E^{-2} dE}{\int_{E_S}^{\infty} E^{-2} dE} = E_S \int_{E_0}^{\infty} A_{eff}^{t,c}(E) E^{-2} dE \quad (7.4)$$

L'équation 7.3 peut être réécrite sous la forme :

$$A_{eff}^{t,c}(E) = A_0 (1 - e^{-\frac{E-E_0}{E_C}}) \quad (7.5)$$

où $A_0 = a$, $E_0 = c/b$ et $E_C = b^{-1}$. Cette écriture a l'avantage d'utiliser des grandeurs homogènes à des énergies, dont l'interprétation physique est plus intuitive, E_0 correspondant à l'énergie à partir de laquelle la paramétrisation prend son sens ($A_{eff} > 0$). Les

	A_0 ($10^4 m^2$)	E_0 (GeV)	E_C (GeV)
Crabe : Transit	2.83	15.3	32.2
Crabe : Transit + 1 h	3.11	17.6	41.5
Crabe : Transit + 2 h	2.46	46.5	79.7
Zénith	2.84	20.7	50.1
Blazars : T + 1 h	3.01	22.2	54.9
Blazars : T + 2 h	3.2	30	54
1ES2344+51.4 : Transit	3.01	27.7	57.4

TAB. 7.1 – Paramètres de $A_{eff}(E)$ au niveau du déclenchement brut.

	A_0 ($10^4 m^2$)	E_0 (GeV)	E_C (GeV)
Crabe : Transit	1.67	28.0	46.4
Crabe : Transit + 1 h	1.79	34.8	44.6
Crabe : Transit + 2 h	2.46	46.5	79.7
Zénith	1.37	34.7	56.2
Blazars : T + 1 h	1.60	41.2	57.2
Blazars : T + 2 h	2.1	50	91
1ES2344+51.4 : Transit	1.74	43.4	88.5

TAB. 7.2 – Paramètres de $A_{eff}(E)$ après les coupures d'analyse standard.

paramètres ainsi calculés sont donnés dans les tableaux 7.1 et 7.2 pour différents pointés.

7.1.3 Seuil et acceptance du détecteur en fonction du pointé

La figure 7.3 montre les surfaces effectives de collection différentielles correspondant aux pointés usuels. En plus de l'augmentation du seuil avec l'éloignement au transit, on constate un autre effet fondamental : la surface effective de collection à haute énergie augmente avec l'éloignement au transit. Ceci est dû à l'accroissement de la surface au sol sur laquelle se projette la tache de lumière Čerenkov, laquelle provient de l'augmentation de la distance moyenne sol-gerbe d'une part et de l'angle de projection d'autre part.

Le tableau 7.3 et la figure 7.4 donnent le seuil et l'acceptance intégrale pour $E > 30$ GeV à différents pointés. L'énergie de 30 GeV a été choisie car elle correspond au seuil "réel" du détecteur après les coupures d'analyse : c'est l'énergie en dessous de laquelle les événements qui déclenchent sont en nombre négligeable.

L'évolution de A_{eff} en fonction du pointé a été paramétrée par un polynôme pair de degré 4 en fonction de l'azimut au transit du Crabe et en fonction de l'élévation pour le suivi des blazars Mrk421, Mrk501 et 1ES0219+42.8. Le polynôme est de la forme :

$$\langle A_{eff}^c \rangle = A + B\varphi^2 + C\varphi^4 \quad (7.6)$$

Pointé	$\langle A_{eff}^c \rangle (E > 30 \text{ GeV}) (m^2)$	Seuil brut (GeV)	Seuil d'analyse (GeV)
Crabe : Transit	8820 ± 50	28 (-6, +7)	47 (-9, +15)
Crabe : T + 1 h	8350 ± 50	30 (-5, +11)	56 (-10, +16)
Crabe : T + 2 h	7600 ± 50	47 (-8, +11)	77 (-17, +28)
Zénith	5850 ± 100	36 (-8, +12)	59 (-11, +15)
Blazars : T + 1 h	6370 ± 140	38 (-7, +13)	68 (-13, +20)
Blazars : T + 2 h	6130 ± 190	51 (-10, +14)	85 (-15, +25)
1ES2344+51.4 : Transit	5330 ± 140	48 (-10, +16)	72 (-12, +28)

TAB. 7.3 – Surface effective de collection intégrale après coupures pour $E > 30$ GeV et seuils brut et après coupures à différents pointés. Les pointés “Zénith” et “Blazars : T+ i h” correspondent au suivi de Mrk421, Mrk501 et 1ES0219+42.8, le zénith correspondant à leur transit. Les incertitudes sur A_{eff} sont uniquement celles liées au choix, arbitraire, des bornes de l’ajustement de A_{eff} . Les incertitudes sur les seuils donnent les points où $\frac{dN}{dE}$ vaut 90% de son maximum.

φ étant l’angle concerné, en degrés. Cette paramétrisation ne tient pas compte des incertitudes sur les points qu’elle utilise car celles-ci sont négligeables devant celles décrites à la section 7.3.

7.1.4 Seuil et acceptance du détecteur en fonction du mode de pointé

Le choix d’une altitude de convergence des héliostats de 17 km modifie peu les résultats par rapport à la valeur standard de 11 km : l’acceptance intégrale vaut alors, d’après la simulation et dans le cas d’un spectre primaire en E^{-2} , 6% de moins.

Il en va différemment pour le double pointé 11/25 km. Ce dernier a pour effet de diminuer l’acceptance à basse énergie, donc d’élever le seuil, et d’augmenter l’acceptance à haute énergie. Cet effet est visible figure 7.5, au niveau du déclenchement aussi bien qu’après les coupures d’analyse. Les propriétés de ce mode de pointé au niveau du déclenchement (courbes en haut à gauche de la figure) s’expliquent simplement :

- les héliostats périphériques pointant à 25 km d’altitude ne voient pas la zone de ciel située dans l’axe de visée et à 11 km d’altitude, zone où les cascades de basse énergie détectables émettent le maximum de leur lumière Čerenkov. Le seuil de détection de ces cascades est donc plus élevé en double pointé ;
- ces héliostats étendent la zone de ciel vue par CELESTE, ce qui permet d’augmenter la surface effective de collection des cascades de haute énergie qui n’ont pas besoin d’être vues par un grand nombre d’héliostats pour déclencher le détecteur.

L’écart relatif entre les surfaces effectives de collection du pointé convergent à 11 km et du double pointé 11/25 km s’accroît après les coupures d’analyse¹ (courbes en haut à

¹Ces coupures ont ici les valeurs appliquées à l’étude de Mrk421 (cf section 9.1.2).

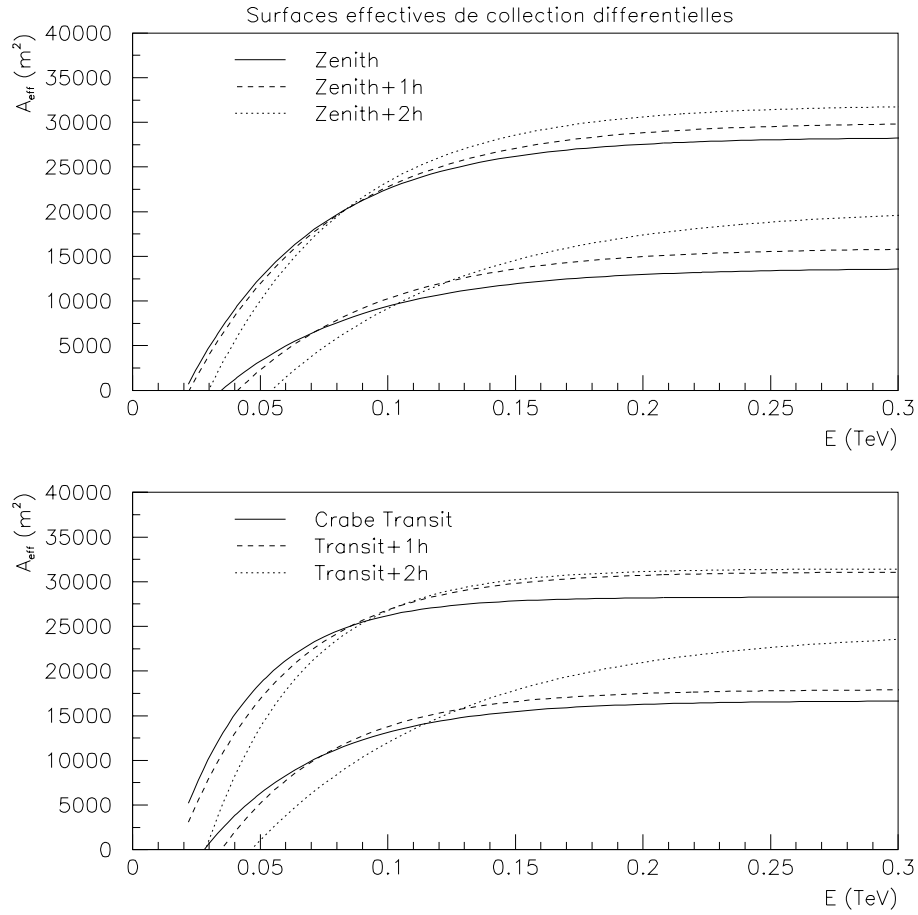


FIG. 7.3 – Surfaces effectives de collection différentielles pour différents pointés. La figure du haut correspond au suivi des blazars Mrk421, Mrk501 et 1ES0219+42.8, et celle du bas au suivi de la nébuleuse du Crabe. Dans chaque figure, les courbes du haut correspondent au déclenchement du détecteur et celles du bas à ce qui reste après les coupures d'analyse.

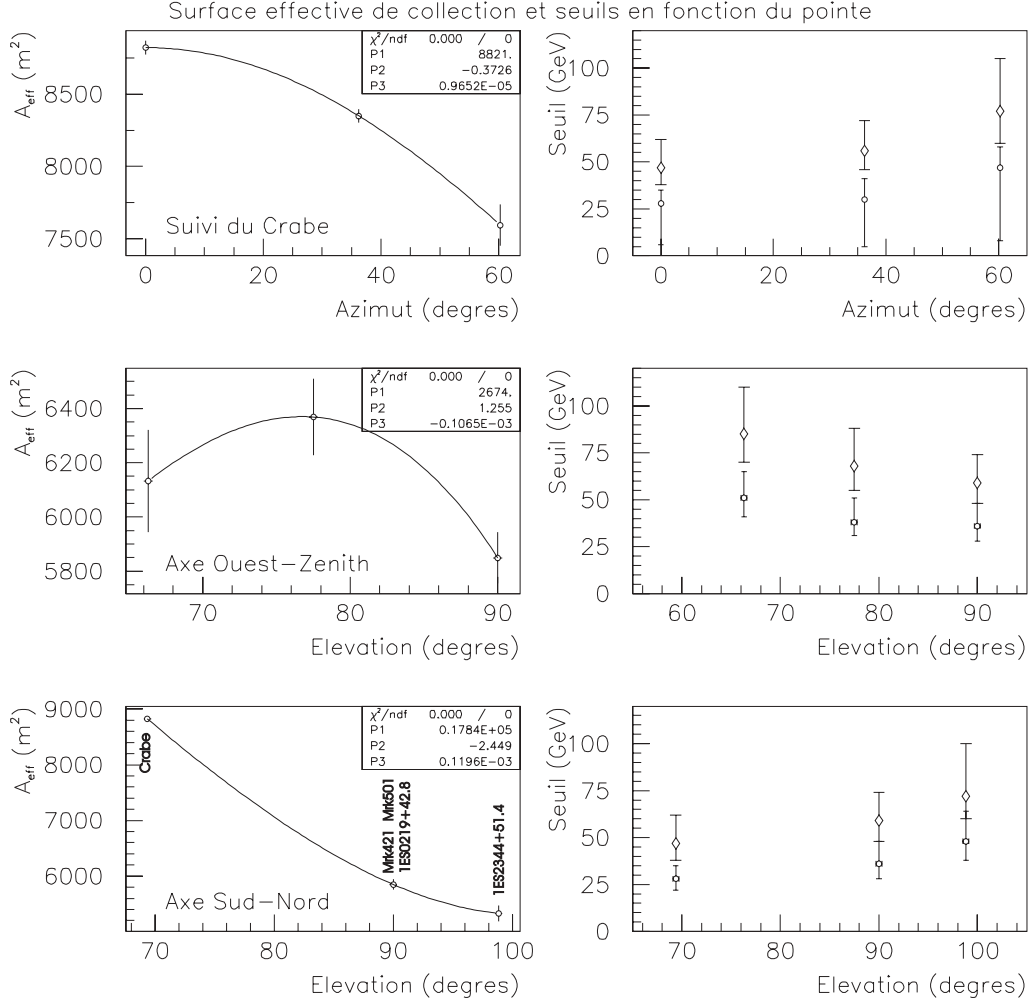


FIG. 7.4 – A gauche : surface effective de collection intégrale de 30 GeV à l’infini, après les coupures d’analyse, pour différents pointés. Les points situés sur les axes “Suivi du Crabe” et “Ouest-Zénith” sont éloignés les uns des autres par une heure de suivi; l’axe “Ouest-Zénith” correspondant en très bonne approximation avec le suivi des blazars Mrk421, Mrk501 et 1ES0219+42.8. Les barres d’erreur traduisent l’incertitude liée au choix manuel des bornes de l’ajustement de $A_{eff}(E)$ présenté fig. 7.2. Les paramètres P1,P2 et P3 correspondent aux paramètres A,B et C de l’équation 7.6.

A droite : seuil en énergie brut (ronds) et après les coupures d’analyse (losanges) pour les mêmes pointés qu’à gauche. Les barres représentent les seuils où les courbes $\frac{dN}{dE}$ présentées fig. 7.1 sont à 90% de leur maximum.

Les chiffres utilisés dans cette figure sont ceux donnés dans le tableau 7.3.

droite de la figure), les variables de coupures σ_{grp} et τ_{50} ayant des valeurs plus élevées en double pointé (courbes du bas de la figure). L'acceptance intégrale du double pointé, après les coupures d'analyse, vaut 22% de moins que celle du pointé convergent à 11 km dans le cas d'un spectre en E^{-2} .

7.2 Le problème du spectre de la source

L'acceptance intégrale du détecteur dépend de la forme du spectre de la source dans sa gamme de sensibilité. Cette dépendance peut être traitée par deux méthodes différentes.

Le point commun entre ces deux méthodes consiste à poser une hypothèse sur le spectre de la source à partir des données obtenues dans les gammes d'énergie voisines, et à l'approcher par une fonctionnelle simple dans la gamme de sensibilité de CELESTE. Cette fonctionnelle est une loi de puissance dans le cas de la nébuleuse du Crabe, une loi de puissance coupée par une exponentielle décroissante dans le cas du pulsar du Crabe, et une loi de puissance à indice variable dans le cas des blazars (cf [35] et chapitre 2). La différence entre les deux méthodes réside dans la présentation du résultat de la mesure.

La première consiste à présenter un flux, en γ /minute. Que ce flux soit présenté de façon intégrale ou différentielle, sa mesure nécessite de connaître l'acceptance intégrale de détecteur. Cette acceptance est calculée en posant une hypothèse sur le spectre de la source, à partir des données existant dans les gammes d'énergies voisines (EGRET, CAT). L'incertitude sur le spectre primaire posé comme hypothèse est alors traitée par une incertitude sur le flux calculé. Cette méthode est utilisée pour étudier la nébuleuse du Crabe, dont le spectre est stable et assez bien connu.

La deuxième méthode consiste à présenter la mesure sous la forme du paramètre (ou de l'espace des phase des paramètres) tel que l'intégrale du produit de $A_{eff}(E)$ par le spectre décrit par ce (ou ces) paramètres reproduise le nombre de γ observés. Cette méthode est utilisée pour l'étude du signal émis par le pulsar du Crabe [57] [140], dont le spectre présente une coupure qui rend critique le calcul d'une quelconque acceptance par la première méthode.

7.2.1 Incertitude sur A_{eff} liée à l'indice spectral

L'étude de la nébuleuse du Crabe fait appel à l'hypothèse que son spectre suit une loi de puissance en E^{-2} dans la gamme d'énergie de CELESTE. La figure 7.6 montre l'incertitude sur le seuil en énergie et sur l'acceptance intégrale provenant de cette hypothèse. Pour une variation de ± 0.5 de l'indice spectral α , le seuil en énergie se déplace de $\pm 10\%$ et l'acceptance intégrale de -20% à $+30\%$. Plus le spectre primaire est dur, plus le flux calculé sera sous-estimé et vice-versa.

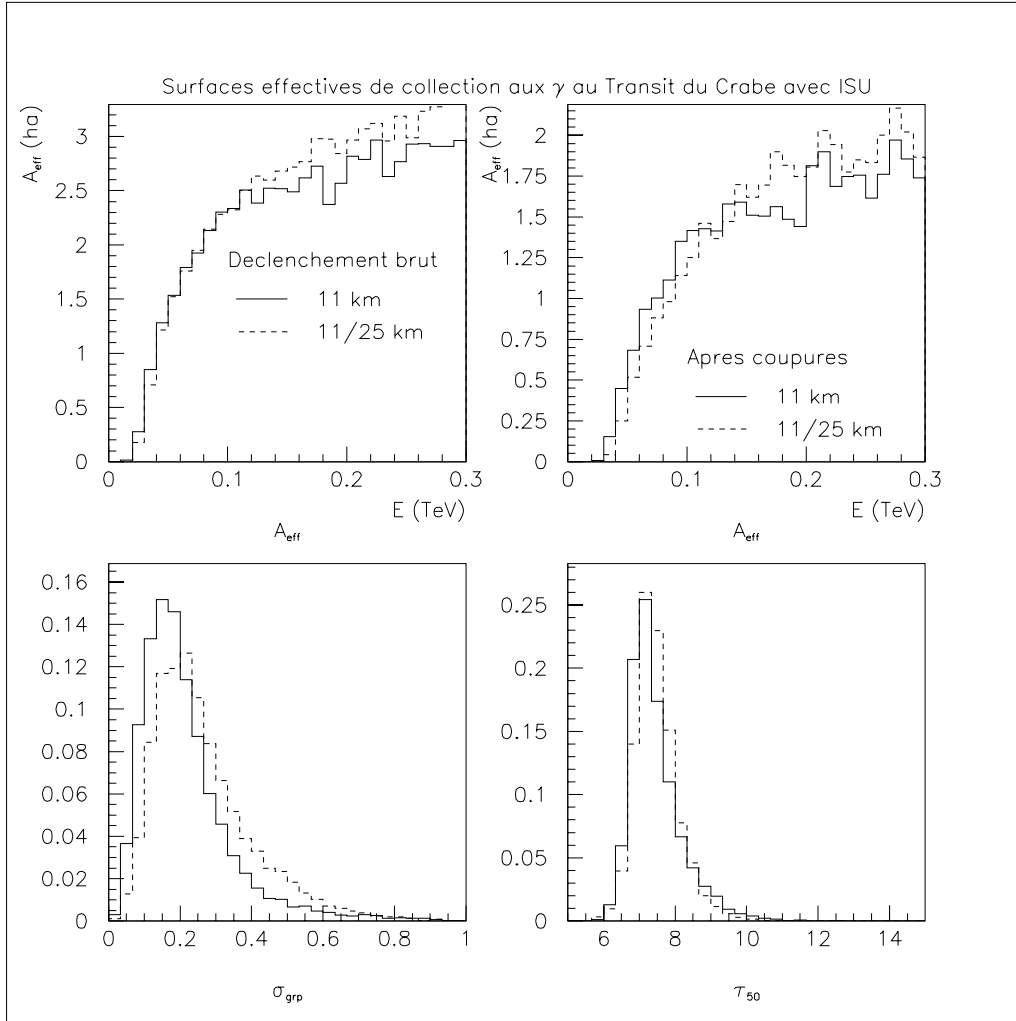


FIG. 7.5 – Surfaces effectives de collection et comportement des coupures de réjection hadronique correspondant au pointé convergent à 11 km (trait plein) et au double pointé à 11 et 25 km (pointillés). Les coupures d'analyse ont ici les valeurs appliquées à l'étude de Mrk421 (cf section 9.1.2).

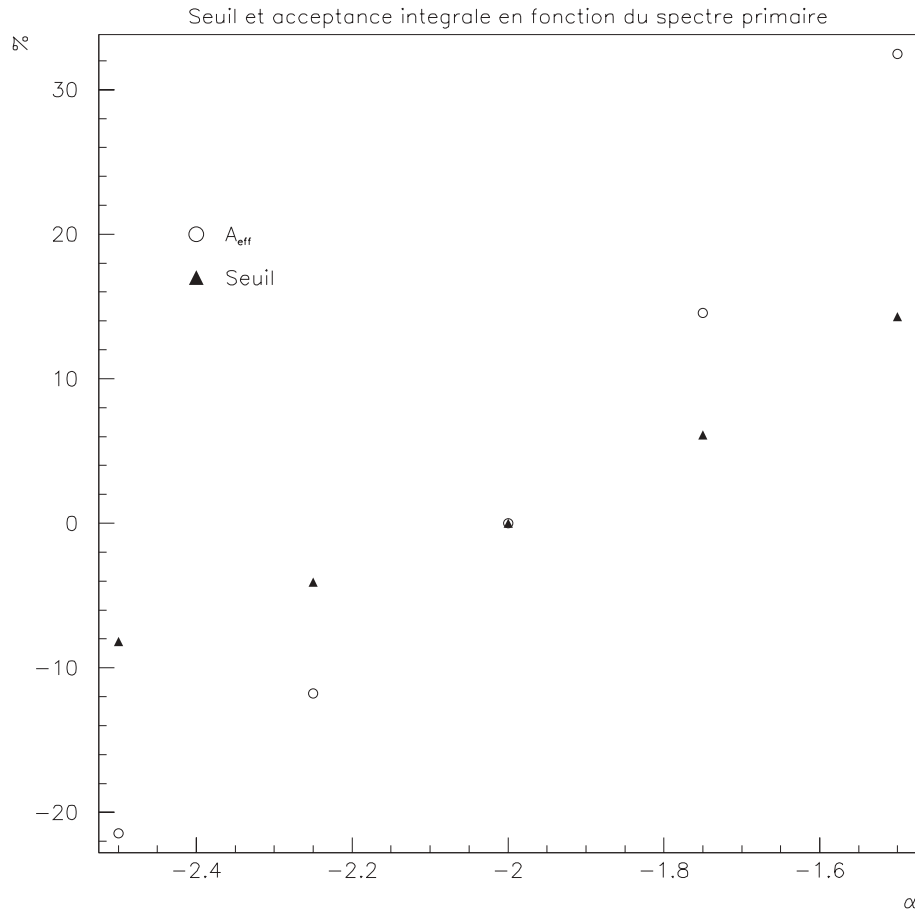


FIG. 7.6 – Variation relative du seuil en énergie (cercles) et de l'acceptance intégrale (triangles) au niveau analyse en fonction de l'indice spectral α de la source dans la γ de sensibilité de CELESTE.

7.2.2 Traitement du flux par paramétrisation de l'indice spectral

Un moyen de s'affranchir de l'incertitude sur l'indice spectral primaire de la source est de représenter la mesure du flux dans les spectres multi-longueur d'onde non pas sous la forme d'un point mais sous la forme des spectres autorisés par cette mesure. Cette méthode est intéressante si l'on prend en compte les contraintes sur ce spectre issues de prédictions théoriques ou bien de mesures effectuées dans les gammes d'énergie voisines.

Cette méthode est utilisée pour l'étude du pulsar du Crabe [57] [140], en utilisant des contraintes sur le spectre issues de modèles théoriques, et pour l'étude de la nébuleuse du Crabe, en utilisant des contraintes issues des mesures de CAT, HEGRA et Whipple [34].

7.3 Les incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques qui affectent le calcul de l'acceptance du détecteur proviennent de la simulation, une fois le problème du spectre primaire traité. Les incertitudes liées à la calibration de l'électronique sont considérées comme en faisant part, par l'intermédiaire de la simulation du détecteur. Ces incertitudes sont de plusieurs types :

1. celles qui concernent la nature de l'atmosphère, qu'on peut évaluer par l'intermédiaire de l'étude du taux de comptage hadronique ;
2. celle qui provient du choix du simulateur de cascades atmosphériques utilisé, qui vaut 25 % (cf section 3.1.3) ;
3. celles qui proviennent de la simulation du détecteur, qui incluent celles sur la calibration des différents éléments optiques et électroniques qui le composent ;
4. celles qui concernent l'efficacité des coupures, qui sont estimées à $\leq 10\%$ en étudiant la reproduction des variables d'analyse par la simulation (cf section 8.1.1).

7.3.1 Nature de l'atmosphère

Le profil de densité de l'atmosphère, auquel est lié celui de l'indice de réfraction, varie aux latitudes moyennes en fonction de la saison d'observation. Il en résulte une différence d'un facteur de l'ordre de -15 à -20% dans la quantité de photons Čerenkov émis par une particule d'énergie donnée [23] entre l'hiver et l'été. Le seuil et la surface effective de collection des détecteurs Čerenkov atmosphériques dépendent donc de la saison. Ils dépendent également du lieu d'observation et dans ce cas le facteur peut atteindre 60% ! Il faut noter à ce sujet que l'atmosphère utilisée dans toutes les simulations de CELESTE est l'atmosphère standard américaine [24], et non pas l'atmosphère des Pyrénées Orientales.

Un effet saisonnier est en effet observé dans les données de CELESTE. Il est visible dans la distribution des taux de comptage hadroniques en fonction de la saison. Une variation de -15 à -20% dans l'émissivité Čerenkov conduit, d'après la loi de puissance en -1.5 du

taux de comptage hadronique en fonction du seuil, à une diminution de -25 à -30% du taux de comptage à seuil donné.

La figure 7.7 donne l'évolution du taux de comptage au cours de la saison d'observation 2000 de Mrk501. Elle montre qu'il chute d'un facteur 2 entre Janvier et Juin. Ce comportement est observé pour les autres sources également et semble se confirmer pour la saison 2001. Ce facteur 2 est plus important que les 30 % que peut expliquer l'émissivité Čerenkov. Deux autres phénomènes sont susceptibles de contribuer à ce facteur :

- le ciel est plus chargé en humidité et en aérosols en été qu'en hiver, ce qui affecte d'une part la propagation des photons Čerenkov émis à haute altitude jusqu'au sol et d'autre part le bruit de fond de ciel ;
- l'hypothèse d'une variation supplémentaire du bruit de fond de ciel, liée à l'enneigement des montagnes alentours via l'albedo global de la surface terrestre, peut être envisagée aussi.

La figure 7.7 indique que les courants baissent de 25% entre Janvier et Juin, et que cette baisse est partiellement coréllée à celle du taux de comptage. Ceci vient corroborer l'hypothèse d'un rôle du bruit de fond de ciel dans la chute saisonnière du taux de comptage.

Que conclure de tout ceci quant à la variation quotidienne et saisonnière de l'acceptance aux γ ? Il est délicat de corriger le taux de comptage γ à partir du taux de comptage hadronique, dans la mesure où :

- ces deux types de cascades émettent leurs photons Čerenkov à des altitudes moyennes différentes ;
- l'effet du bruit de fond de ciel sur le déclenchement des cascades de basse énergie se manifeste avec une amplitude différente pour ces deux types de particules, leur indice spectral à 30 GeV étant différent ;
- les fluctuations quotidiennes sont du même ordre de grandeur que les fluctuations saisonnières.

Ce problème saisonnier ne se pose pas pour la nébuleuse du Crabe, qui s'observe essentiellement en hiver. Mrk421 s'observant jusqu'à Avril, on peut le négliger pour cette source également. C'est pour Mrk501 que le problème se pose de façon incontournable.

Il est intéressant de noter que l'imageur CAT n'est pas soumis à un tel biais. Cette différence de comportement entre CELESTE et CAT peut s'expliquer par plusieurs différences :

- CAT est sensible à plus haute énergie, donc à plus basse altitude ;
- le taux de comptage de CELESTE est beaucoup plus sensible au bruit de fond de ciel que celui de CAT ;
- une composante importante du bruit de fond de CAT provient des muons, lesquels émettent la lumière Čerenkov qui leur permet de déclencher à très basse altitude donc de manière moins dépendante de la saison que les hadrons.

Etude saisonnière du taux de comptage du détecteur source : Mrk501

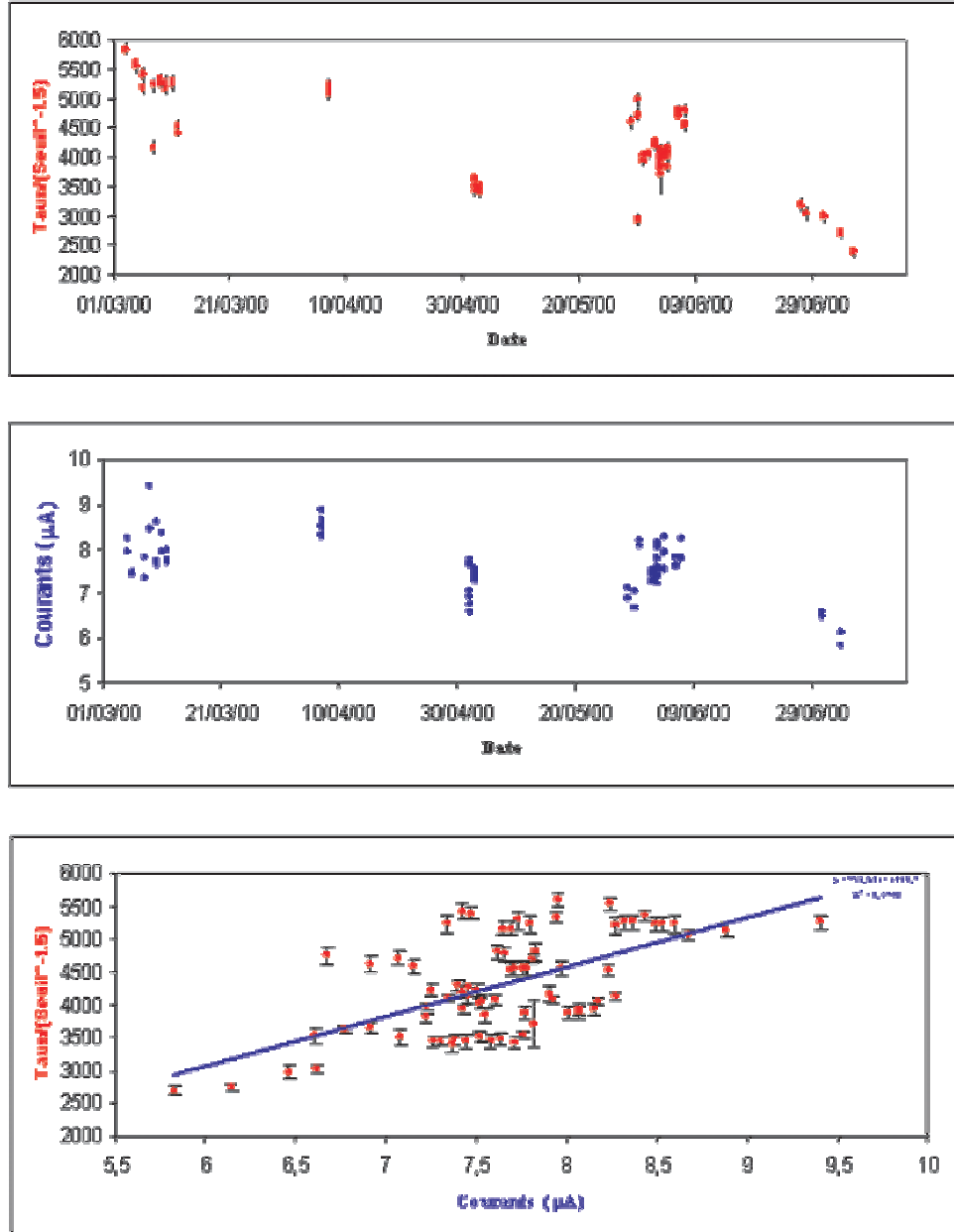


FIG. 7.7 – Taux de comptage et courant d’anode moyen en fonction du temps sur l’ensemble de la saison d’observation 2000 de Mrk501, et corrélation entre ces deux paramètres. Le taux de comptage a été divisé par le seuil élevé à la puissance -1.5 de façon à éliminer de sa variation au cours du temps la composante due au choix quotidien de ce dernier. Le taux de comptage est donc exprimé en $\text{Hz.mV}^{1.5}$.

7.3.2 Simulation du détecteur

Les incertitudes liées à la calibration des gains de l'électronique sont de l'ordre de quelques %. Elles peuvent donc être négligées tant que celles concernant les autres composantes sont dix fois plus importantes.

Celles concernant la mise en temps peuvent être écartées également. La porte de coïncidence entre les différents groupes de déclenchement ayant été choisie suffisamment large (cf section 4.6.4 et figure 4.18), on n'attend pas de surprise de ce côté là en ce qui concerne l'acceptance aux γ . La mise en temps analogique des signaux individuels au sein des groupes de déclenchement possède une résolution de l'ordre de la nanoseconde. Sa tâche est de superposer des pics larges de ~ 5 ns (les câbles à retard élargissant les signaux des PM : cf section 4.6.3) répartis sur un intervalle de l'ordre de 4 ns. On n'attend donc pas d'effet majeur de ce côté là non plus.

La réflectivité des miroirs et l'efficacité de transmission des cônes de Winston ont été calibrées [9], mais leur évolution avec le temps, dépendant par exemple de l'encrassement, n'a pas été surveillée. D'autre part, il n'existe aucune calibration absolue de l'acceptance globale de l'optique aux photons provenant d'une cascade atmosphérique. L'utilisation du Lidar ou d'objets célestes adaptés (bleus, et étendus d'environ un demi degré) permettrait une calibration grossière de cette acceptance. A l'heure actuelle, le calcul de cette acceptance repose entièrement sur la simulation.

7.3.3 Evaluation de l'incertitude systématique globale

L'incertitude sur le facteur de conversion GeV/photoélectron due à la nature de l'atmosphère et à l'efficacité du détecteur étant difficile à évaluer avec précision à l'heure actuelle, la valeur globale de 30% est adoptée par sécurité. Les flux intégraux qu'on calcule étant donnés par rapport à un certain seuil E_S en supposant un spectre primaire $\propto E^{-2}$, l'utilisation de ce seuil à la place du seuil réel $E'_S = E_S \pm \delta E_S$ conduit à l'incertitude sur le flux $N_{E>E_S} : \frac{\delta N}{N} = \frac{\delta E_S}{E_S}$ en vertu de l'équation 7.4 et de la relation

$$\int_{E_S}^{\infty} E^{-2} dE = \frac{1}{E_S} = \frac{E'_S}{E_S} \int_{E'_S}^{\infty} E^{-2} dE \quad (7.7)$$

La somme quadratique de cette incertitude avec les 25% associés au choix du code de simulation des cascades atmosphériques, aux 10% associés à l'efficacité des coupures et à une incertitude sur l'indice spectral primaire de ± 0.5 conduit à une incertitude globale sur le flux intégral au dessus d'une énergie donnée de $\pm 50\%$.

Troisième partie

Résultats

Chapitre 8

Observation de la nébuleuse du Crabe

La nébuleuse du Crabe est un émetteur de photons γ de haute énergie constant et intense, bien connu dans toutes les longueurs d'onde [38][113]. Il s'agit d'un plérion : la zone d'accélération des particules chargées est située au niveau du choc entre le vent de particules relativistes émis par le pulsar et le reste de la nébuleuse [148] [149]. Une structure qui pourrait être ce choc (fig. 8.1) a été récemment résolue en X par le satellite Chandra [150].

La nébuleuse du Crabe est pour nous ce qui se rapproche le plus d'un faisceau test. Son observation nous a permis d'étudier la réponse du détecteur aux photons γ réels et les biais susceptibles de l'affecter. Elle a également été étudiée par STACEE [117] dans notre gamme d'énergie.

Les données retenues pour l'étude du détecteur et pour la mesure du flux de la Nébuleuse du Crabe sont les données prises en pointé convergent 11km et en majorité 3/5. Elles ont été sélectionnées en fonction de critères de qualité comme la stabilité des courants et la stabilité des taux de comptage (groupes + détecteur dans son ensemble) pour garantir des conditions météorologiques stables (cf section 5.3). Cette sélection a fait appel à un jugement subjectif basé sur la visualisation de l'évolution des variables au cours du temps.

8.1 Validation des coupures

8.1.1 Reproduction des données par la simulation

Si l'on veut quantifier en terme de flux absolu le signal γ que l'on mesure il est nécessaire de connaître la surface effective du détecteur et donc, l'efficacité aux γ des coupures de réjection hadroniques. La comparaison entre les données ON-OFF et la simulation des distributions de ces variables s'impose donc. Le comportement du détecteur dépendant du

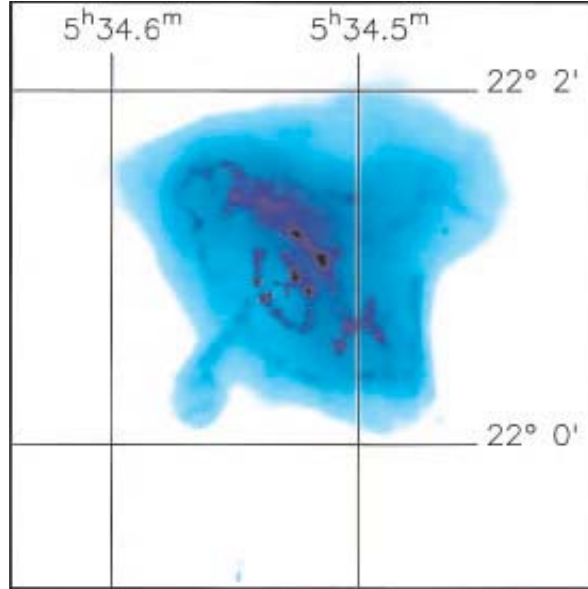


FIG. 8.1 – Image en X par le satellite Chandra du coeur de la nébuleuse du Crabe. Cette figure est tirée de [150].

transit, il est judicieux d'effectuer cette comparaison dans une fourchette de pointés limitée. La figure 8.2 donne cette comparaison pour un lot de paires dont l'angle horaire moyen est situé à moins d'1h30 du transit. La reproduction des données par la simulation est très bonne dans cette gamme. Si l'on utilise les valeurs du tableau 6.2, l'écart entre les distributions réelles et simulées permet d'estimer l'incertitude sur l'efficacité ϵ_c de l'ensemble des trois coupures à $\delta\epsilon_c \leq 10\%$.

Toutefois, la superposition des distributions réelles et simulées de σ_{grp} semble indiquer un décalage de 0.1 dans la position du maximum. Ce décalage peut être interprété comme statistique, étant données les barres d'erreur, mais il peut aussi s'expliquer en introduisant une incertitude sur la connaissance des gains optoélectroniques moyens des groupes de déclenchement. La figure 8.3 illustre cet effet en introduisant une fluctuation artificielle de $\pm 10\%$ sur les gains des groupes.

8.1.2 Insensibilité de τ_{50} au fond de ciel

Le biais dû à la variation du fond de ciel entre les observations ON et OFF est corrigé quantitativement par le padding et le redéclenchement logiciel (cf section 5.6.2). Cette procédure a été validée en comparant deux lots de données Crabe différenciés par le signe de la différence ON-OFF de leur courant d'anode moyen (cf fig. 5.5).

Le même test a été appliqué à la variable d'analyse τ_{50} (fig. 8.4). Le fait que les disr-

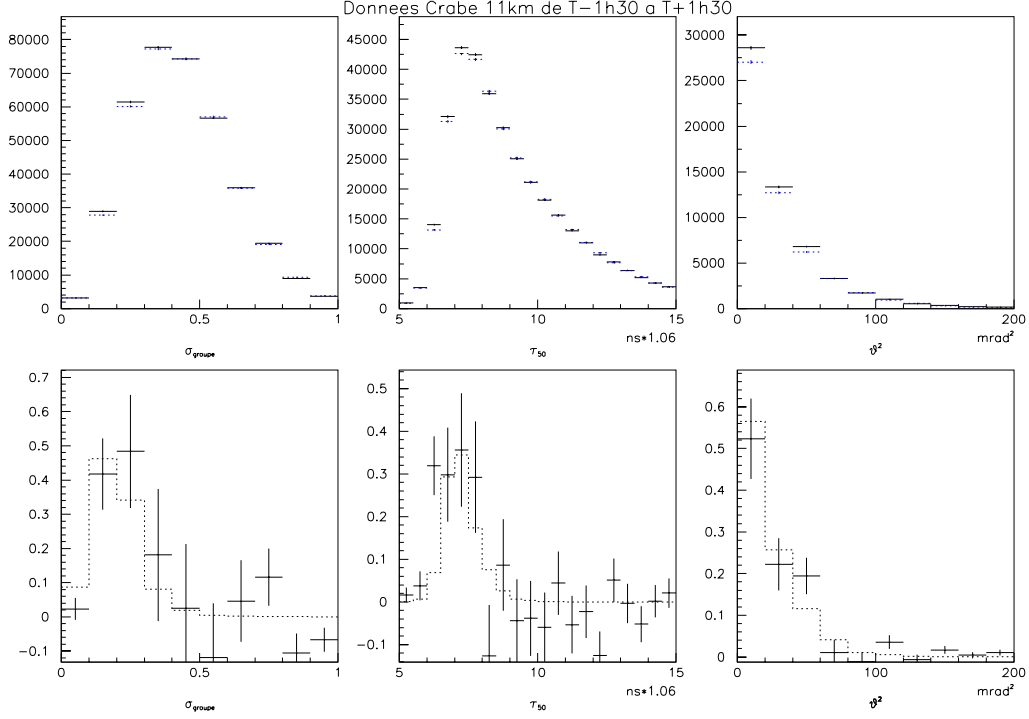


FIG. 8.2 – Pour les trois variables de réjection hadronique (de gauche à droite), les données réelles ON (en trait plein) et OFF (en pointillés) sont données en haut et leur différence (points expérimentaux), superposée à la simulation au transit (pointillés) est donnée en bas. Les données présentées sur cette figure sont les 28 paires du tableau 8.2 situées à moins d'1h30 du transit. Les coupures de préanalyse ont été appliquées.

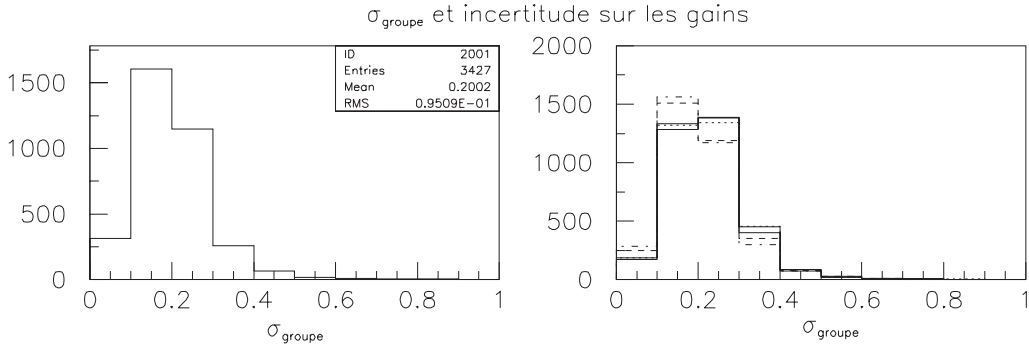


FIG. 8.3 – Distribution de σ_{grp} simulée au transit du Crabe en supposant le même gain pour tous les groupes de déclenchement (à gauche) et en supposant des erreurs de $\pm 10\%$ dans ces gains (à droite). Chaque courbe de droite correspond à une rotation des coefficients (1.1, 0.9, 1.1, 0.9, 1) appliqués aux gains des groupes de déclenchement (0, 1, 2, 3, 4).

tibutions dans les cas $i_{ON} < i_{OFF}$ et $i_{ON} > i_{OFF}$ soient identiques démontre que cette variable est insensible à la différence de fond de ciel. L'utilisation de cette variable comme coupure de réjection hadronique n'est donc pas susceptible d'introduire un biais en cas de différence de courant systématique entre les prises de données ON et OFF. Elle sera donc particulièrement bien adaptée à l'étude de Mrk421 (cf fig. 5.4).

8.2 Etude des biais concernant la mesure du signal γ

8.2.1 L'angle horaire

D'après la simulation, les paramètres τ_{50} et de σ_{grp} sont censés augmenter respectivement de moins de 1% et de moins de 20% entre le transit et le pointé situé deux heures après (cf sections 6.3.4 et 6.3.3). Ce comportement a été testé à partir d'un lot de paires Crabe d'angle horaire moyen situé à plus d'1h30 du transit. Il s'agit du lot complémentaire au lot utilisé en 8.1.1. Il s'avère que la distribution ON-OFF de τ_{50} est effectivement stable en angle horaire, mais que celle de σ_{grp} ne l'est pas (fig. 8.5). La statistique est certes faible mais l'écart entre l'efficacité de la coupure sur σ_{grp} prédite par la simulation et celle qu'on obtient effectivement est trop important pour utiliser cette coupure à des fins quantitatives. Il nous faut déterminer quelle est la meilleure solution entre abandonner σ_{grp} et garder toutes les données, ou garder cette variable de réjection hadronique et sélectionner les données en angle horaire.

Le rapport signal/bruit obtenu sans coupure sur σ_{grp} est de $3,0 \pm 0.5$ % à moins d'1h30 du transit et de 2.5 ± 0.8 au-delà, ce qui est compatible avec une absence de biais. Par contre L'étude du rapport S/B présente la tendance d'un biais en angle horaire lorsqu'on utilise la coupure sur σ_{grp} . Le tableau 8.1 résume les rapports S/B et les significations statistiques obtenus pour 3 stratégies de coupures. On peut conclure de ce tableau que :

1. l'utilisation de toutes les données et de toutes les coupures optimise σ mais pas le rapport S/B ;
2. l'utilisation des données situées à moins d'1h30 du transit et l'utilisation de toutes les coupures optimise le rapport S/B et diminue σ de façon négligeable ;
3. l'utilisation de toutes les données et l'abandon de σ_{grp} est moins performante que la solution 2.

On peut donc conclure que dans le cas de la nébuleuse du Crabe, sélectionner les données prises à moins d'1h30 du transit est une bonne solution pour limiter l'incertitude sur l'efficacité des coupures liée à l'angle horaire.

8.2.2 Les machicoulis

Les chutes intempestives des taux de comptage des groupes de déclenchement décrites en section 5.2.2, qu'on nomme machicoulis, sont susceptibles d'affecter la sensibilité du détecteur aux photons γ . Ces machicoulis sont rares aujourd'hui mais ils affectent une grande

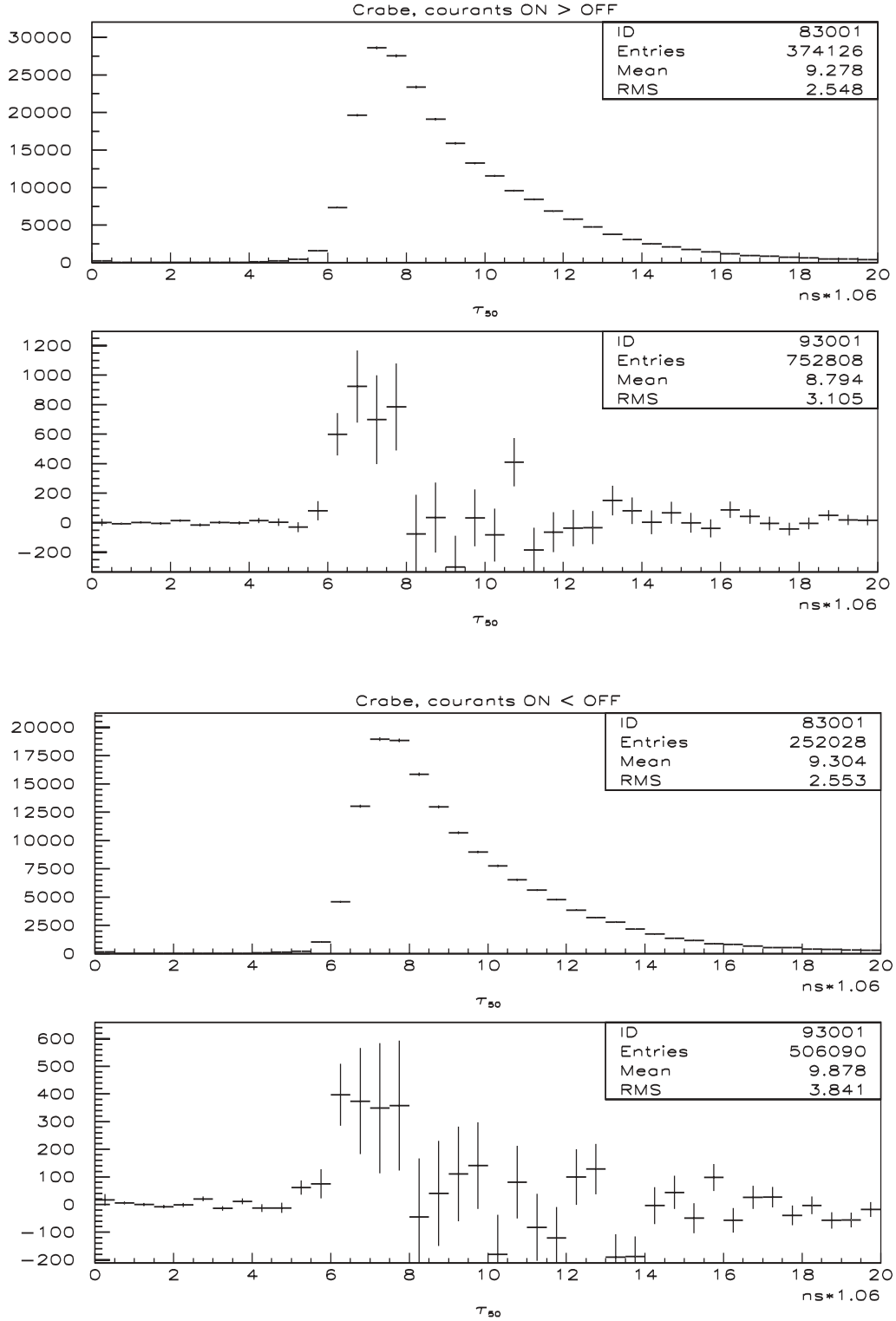


FIG. 8.4 – Distribution de τ_{50} pour ON et OFF superposés et pour ON-OFF dans un lot de données où le courant moyen des runs ON est supérieur à celui des runs OFF (en haut) et dans le cas contraire (en bas). Les coupures de préanalyse ont été appliquées.

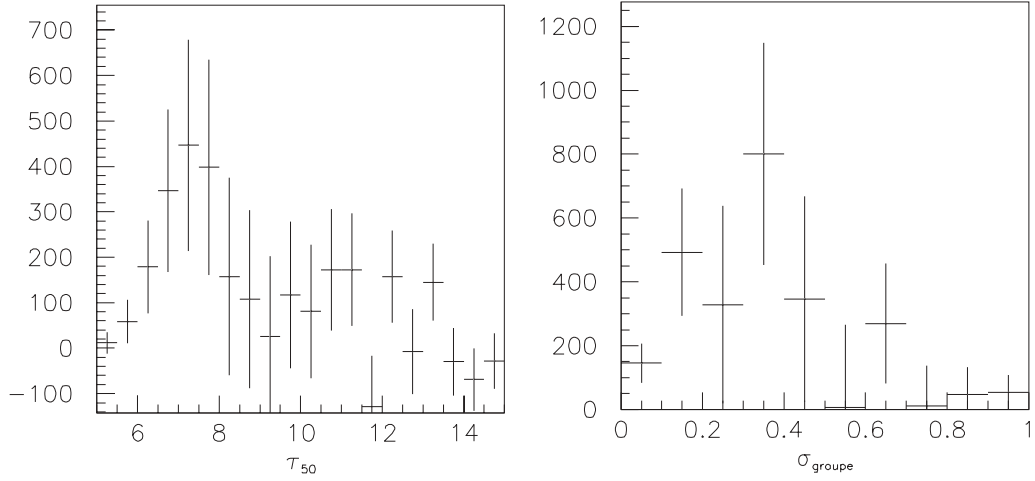


FIG. 8.5 – Distributions ON-OFF de τ_{50} et de σ_{grp} pour les données Crabe situées à plus d'1h30 du transit. Les coupures de préanalyse ont été appliquées. A cet angle horaire, le comportement de τ_{50} est bien reproduit par la simulation (cf fig. 6.21) mais ce n'est pas le cas de σ_{grp} (cf fig. 6.15).

Solution adoptée	S/B (%)	σ
1. Toutes les données ; τ_{50} et σ_{grp}	5.2 ± 0.7	8.1
2. Toutes les données ; τ_{50} sans σ_{grp}	2.9 ± 0.5	6.5
3. Transit- $>\pm 1h30$; τ_{50} et σ_{grp}	6.1 ± 0.8	7.8

TAB. 8.1 – Rapports S/B et signification statistique du signal pour 3 stratégies de coupure. Les coupures de préanalyse et la coupure en ϑ^2 sont appliquées dans tous les cas.

partie des données 1999-2000. Un filtre informatique a été mis a point pour supprimer de l'analyse ON-OFF les intervalles de temps où au moins l'un des groupes de l'un des runs de la paire voit son taux de comptage chuter de plus de 30% par rapport à sa moyenne. Les intervalles de temps exclus de l'analyse sont élargis de 10 s avant et après la variation brusque du taux de comptage.

Appliqué sur les données sélectionnées en angle horaire dans la section précédente, il conserve 56.7% des événements et fait passer le rapport S/B de 6.1 ± 0.8 à 6.5 ± 1 , ce qui n'est pas significatif. Il ne modifie pas la distribution ON-OFF des variables de réjection hadronique. Les machicoulis ne seront donc pas filtrés par la suite.

8.3 Résultat et calcul du flux

Les données utilisées pour le calcul du flux émis par la nébuleuse du Crabe ont été sélectionnées en angle horaire afin de minimiser les biais expérimentaux (cf section 8.2.1). Les paires retenues sont celles dont l'éloignement moyen au Transit n'excède pas 1h30, ce qui correspond à 48° d'azimut. Ce lot de données comprend 28 paires ON-OFF et totalise 8h30 d'observation de la source (cf tableau 8.2).

Les résultats issus de ce lot de données sont indiqués dans le tableau 8.3. La signification statistique de la détection est de 7.8σ après toutes les coupures. Le taux de photons moyen $\langle T_\gamma \rangle$ mesuré par le détecteur est, après coupures et après correction du temps mort de l'acquisition :

$$\langle T_\gamma \rangle = 4.9 \gamma \cdot \text{minute}^{-1} \quad (8.1)$$

Le flux de photons intégral correspondant, calculé selon la méthode exposée en 7.1.3, est¹ :

$$N_{E>60 \text{ GeV}} = (0.56 \pm 0.28(\text{syst}) \pm 0.07(\text{stat})) \cdot 10^{-9} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (8.2)$$

Le flux de photons différentiel correspondant est, au dessus de 60 GeV et tant que le spectre reste $\propto E^{-2}$:

$$\frac{dN}{dE} = (3.3 \pm 1.7(\text{syst}) \pm 0.4(\text{stat})) \cdot 10^{-8} E(\text{GeV})^{-2} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1} \quad (8.3)$$

ce qui est équivalent, dans les mêmes conditions, au flux d'énergie :

$$\nu F_\nu = E^2 \frac{dN}{dE} = (3.3 \pm 1.7(\text{syst}) \pm 0.4(\text{stat})) \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (8.4)$$

qu'on peut également exprimer :

$$\nu F_\nu = E^2 \frac{dN}{dE} = (5.3 \pm 2.7(\text{syst}) \pm 0.7(\text{stat})) \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (8.5)$$

¹Ce même flux, obtenu avec l'analyse présentée dans [9] modifiée par la suppression de la variable d'analyse ϑ , est de $0.55 \cdot 10^{-9} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Angle horaire $\in \pm 1h30$				Angle horaire $\notin \pm 1h30$	
ON	OFF	ON	OFF	ON	OFF
11278	11277	11522	11523	11462	11463
11295	11294	11481	11482	11485	11486
11297	11296	11483	11484	11485	11486
11299	11298	11517	11516	11550	11552
11329	11328	11519	11518	11959	11960
11331	11332	11520	11521	11961	11962
11435	11434	11544	11545	11965	11966
11436	11437	11546	11547	11968	11969
11455	11454	11548	11549	11981	11982
11456	11457	11699	11700	11983	11984
11458	11459	11973	11974	12019	12020
11476	11475	11978	11979	12021	12022
11478	11477	12017	12018	12102	12103
11480	11479	12045	12046		

TAB. 8.2 – Paires ON-OFF sélectionnées pour l'étude de la nébuleuse du Crabe (saison 1999-2000).

La valeur médiane E_m de l'énergie des photons détectés par CELESTE après les coupures d'analyse est de 110 GeV, dans l'hypothèse d'un spectre primaire $\propto E^{-2}$. Les valeurs de l'énergie $E_{-1\sigma}$ et $E_{+1\sigma}$ telles que 67% des photons détectés aient une énergie comprise entre ces deux valeurs et que 16,5% aient une énergie $< E_{-1\sigma}$ et 16,5% une énergie $> E_{+1\sigma}$ sont respectivement 50 GeV et 340 GeV d'après la simulation. La meilleure façon de représenter le flux différentiel calculé ci-dessus est donc de placer le point de mesure à 110 GeV, et de lui attribuer un intervalle d'énergie compris entre 50 et 340 GeV (cf fig. 8.6).

Bien que des études de calorimétrie aient été effectuées, dans [9] et au cours de cette thèse, la mauvaise résolution en énergie sur les cascades de particules individuelles, la faible statistique des données et les études poussées qu'exigent la maîtrise des systématiques rendent leur application prématurée aujourd'hui. De telles études sont actuellement en cours au sein de la collaboration et on peut raisonnablement espérer que dans un avenir proche, soit matrisée une méthode permettant de résoudre les données de la nébuleuse du Crabe en un spectre de 2 à 4 canaux.

8.4 Interprétation des résultats

Le spectre multi-longueurs d'onde de la nébuleuse du Crabe peut s'expliquer par l'émission synchrotron et Compton inverse d'électrons relativistes accélérés jusqu'à des énergies supérieures au TeV, qui rayonnent par effet synchrotron du domaine radio jusqu'au GeV

	ON	OFF	ON-OFF	σ	S/B (%)
Déclenchement brut	612295	609709	2586	2.4	0.4
Redéclenchement logiciel	302568	300701	1867	2.4	0.6
$N(A > 25dc) \geq 10$	296803	294960	1843	2.4	0.6
$\sigma_{grp} < 0.35$	105054	102745	2309	5.1	2.2
$\tau_{50} < 8.0$	45208	42818	2390	8.1	5.6
$\vartheta^2 < 50 \text{ mrad}^2$	36609	34517	2092	7.8	6.1

TAB. 8.3 – Résultats de 8h30 d'observation de la nébuleuse du Crabe aux différents stades de l'analyse des données.

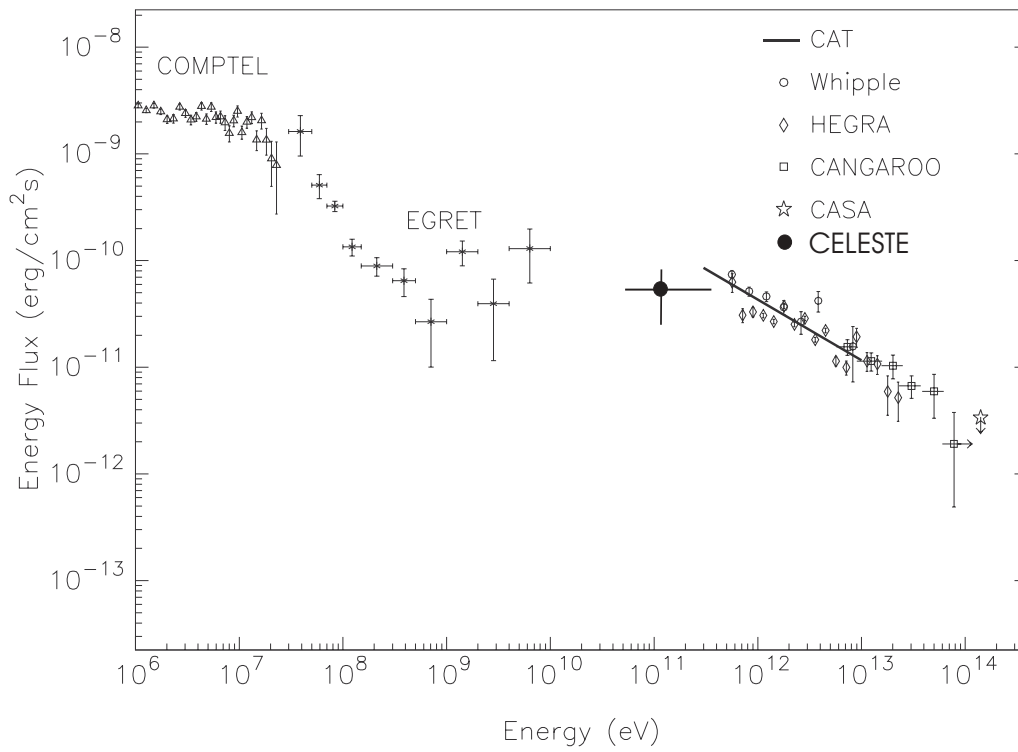


FIG. 8.6 – Spectre de la nébuleuse du Crabe (issu de [51]) incluant la mesure de CELESTE.

[51] et par effet Compton inverse jusqu'au TeV [51, 113, 151, 152]. Les photons diffusés au TeV seraient principalement les photons synchrotron émis par les particules chargées de la nébuleuse, mais aussi les photons thermiques ambiants. On retrouve en quelque sorte le schéma SSC/EC des blazars.

Le flux absolu de l'émission du pic Compton inverse dépend de l'intensité du champ magnétique de la zone d'émission. Cependant un autre phénomène physique que le processus Compton inverse pourrait influencer le flux entre 1 et 100 GeV : l'émission par rayonnement de freinage des électrons relativistes à travers les zones de la nébuleuse de densité de matière élevée que sont les filaments [153]. Les données d'EGRET sur le signal de la nébuleuse, malgré leurs incertitudes importantes provenant de la soustraction de la composante pulsée du signal [33], ne semblaient pas aller dans le sens d'un tel effet. Il en est de même avec la mesure de CELESTE [34].

Chapitre 9

Observation des blazars

9.1 Mrk421

9.1.1 Sélection des données

Mrk421 est observable par CELESTE de Décembre à Avril. Les données de qualité obtenues depuis 1999 et analysées dans ce chapitre couvrent toute cette période pour la saison 1999/2000 et les mois de Décembre et Février uniquement pour la saison 2000/2001. Les données de Janvier et Mars 2001 sont de mauvaise qualité et celles d'Avril ne sont pas incluses dans cette étude.

Pour l'étude de la nébuleuse du Crabe, on a choisi de sélectionner un lot de données homogène en modes de pointé et en angle horaire de façon à minimiser le risque de biais dans la mesure du flux. Mrk421 est quant à elle une source variable. Il est dans ce cas primordial que les données couvrent la période la plus longue possible avec la plus grande densité possible. Tous les modes de pointés ont donc été gardés, et aucune coupure en angle horaire n'a eu lieu. Le tableau 9.1 résume la nature et la quantité des données sélectionnées.

9.1.2 Choix des coupures

La figure 9.1 donne la comparaison entre les distributions des paramètres de réjection hadronique réelles et simulées pour les données Mrk421. Il s'agit exactement des mêmes distributions que dans la figure 8.2, qui montre le cas de la nébuleuse du Crabe, sauf que

	11 km	17 km	11/25 km	TOTAL
Nombre de paires	67	8	32	107
Nombre d'heures	19.3	3.0	9.2	31.5

TAB. 9.1 – Données Mrk421 sélectionnées pour l'analyse, prises de Décembre 1999 à Mars 2001.

	$A_0 (10^4 m^2)$	$E_0 (GeV)$	$E_C (GeV)$
Zénith	1.7	38.2	59.2
Blazars : T + 1 h	2.0	40.9	72.7
Blazars : T + 2 h	2.5	54	92
Crabe : Transit	1.8	28.0	47.8
Crabe : T + 1 h	2.0	35.6	48.6
Crabe : T + 2 h	2.5	52.0	66.4

TAB. 9.2 – Paramètres de $A_{eff}(E)$ avec les coupures d'analyse énumérées dans le tableau 9.3, pour le pointé convergent à 11 km d'altitude.

dans le cas présent on compare des données réelles prises avec différents modes de pointé et sans sélection en angle horaire avec des données simulées au Zénith et en pointé convergent à 11 km. On constate que la simulation au Zénith reproduit bien les données dans le cas de τ_{50} et de θ^2 , mais pas dans le cas de σ_{grp} . On peut en conclure que le comportement de τ_{50} et θ^2 est globalement indépendant du mode de pointé et de l'angle horaire, et poser l'hypothèse que ce n'est pas le cas pour σ_{grp} . La figure 9.2 montre la distribution simulée de σ_{grp} pour un pointé convergent à 17 km. Cette distribution est décalée vers la droite par rapport à celle qui est superposée aux données réelles sur la figure 9.1. La variable σ_{grp} dépend donc bien du pointé, et de façon importante.

Afin de traiter les données de la manière la plus homogène possible et de minimiser les biais éventuels liés à une mauvaise maîtrise de l'efficacité des coupures, la variable σ_{grp} n'a pas été utilisée pour l'analyse des données de Mrk421. Quoiqu'il en soit, une coupure sur cette variable en aval d'une coupure sur τ_{50} augmente le rapport signal/bruit de 50% mais n'augmente pas la signification statistique du signal. Les paramètres de $A_{eff}(E)$ obtenus en pointé 11 km lorsqu'on retire σ_{grp} des coupures standard sont indiqués dans le tableau 9.2 pour comparaison avec les tableaux 7.1 et 7.2.

Le flux de la nébuleuse du Crabe, mesuré avec cette stratégie de coupures, vaut :

$$N_{E>60 GeV} = (0.57 \pm 0.29(syst) \pm 0.09(stat)).10^{-9} \gamma.cm^{-2}.s^{-1} \quad (9.1)$$

On retrouve presque exactement le flux mesuré avec la stratégie de coupures définie dans le chapitre précédent. Ceci montre que le résultat de cette analyse est stable et permet de comparer les mesures que l'on obtiendra sur Mrk421 avec celles obtenues sur la nébuleuse du Crabe.

9.1.3 Résultats et calcul du flux

Les résultats obtenus sur Mrk421 avec l'ensemble des données sont indiqués dans le tableau 9.3. La signification statistique totale est de 11.7σ . En haut du tableau, il est intéressant de noter que le redéclenchement logiciel fait chuter l'excès ON-OFF de façon

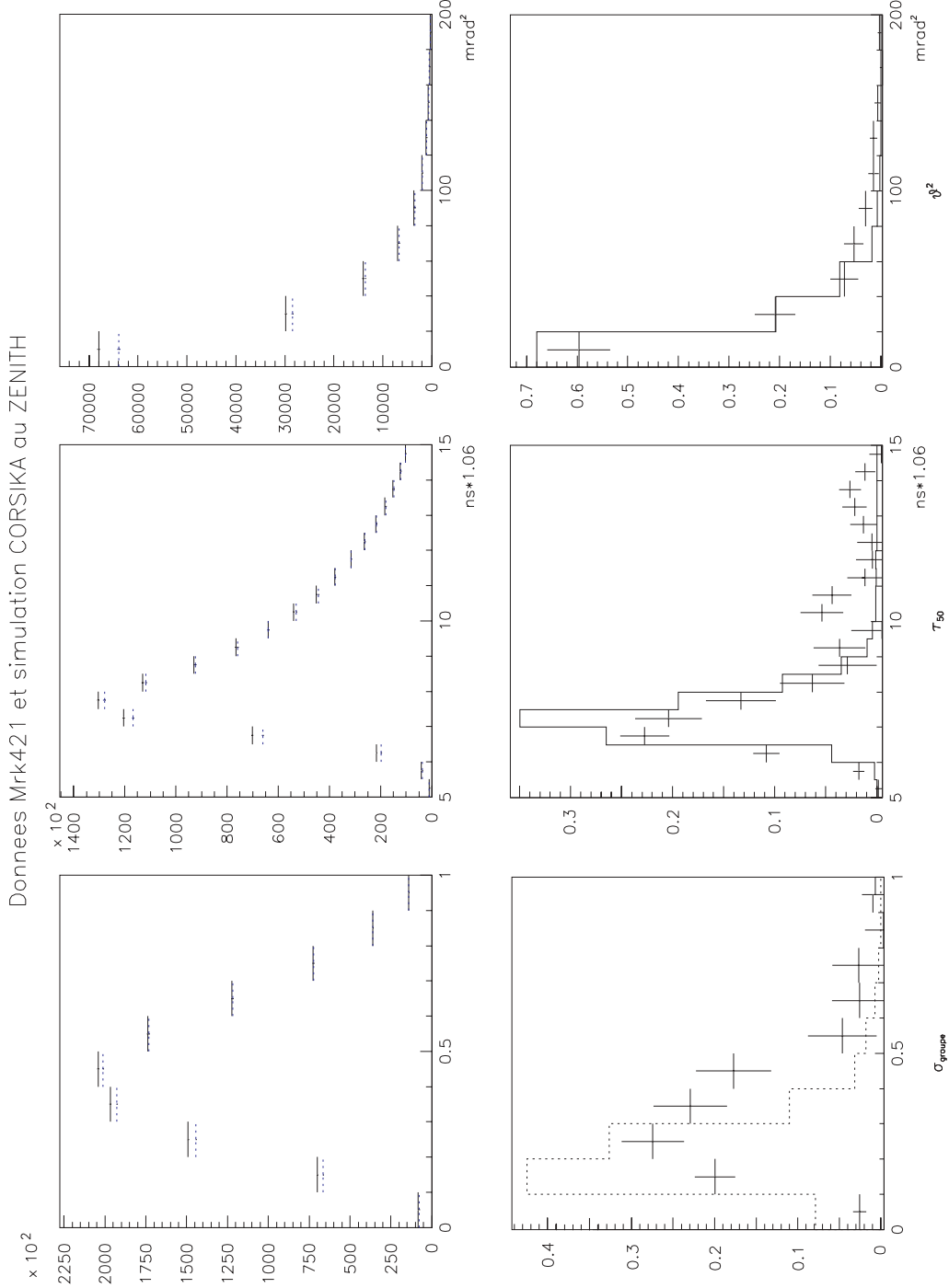


FIG. 9.1 – Pour les trois variables de réjection hadronique (de gauche à droite), les données réelles ON (en trait plein) et OFF (en pointillés) sont données en haut et leur différence (points expérimentaux), superposée à la simulation au Zénith en pointé convergent à 11 km (pointillés) est donnée en bas. Les données présentées sur cette figure sont les 107 paires du tableau 9.1. Les coupures de préanalyse ont été appliquées.

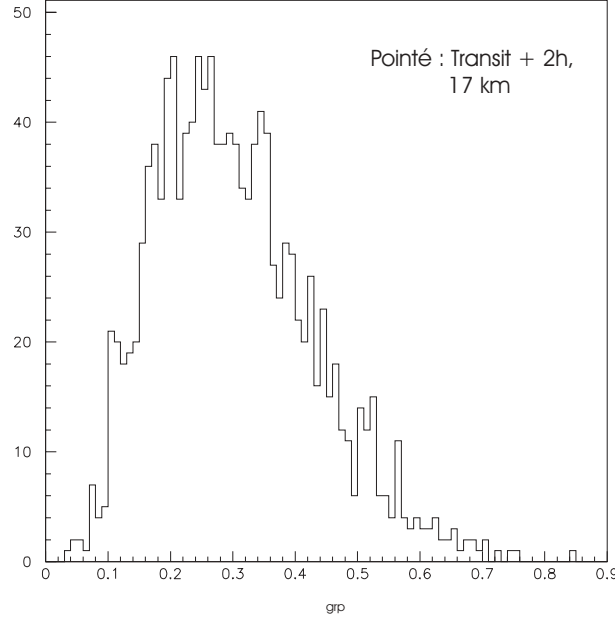


FIG. 9.2 – Distribution simulée de σ_{grp} en pointé convergent à 17 km, 2 heures après le transit de Mrk421. Les coupures de préanalyse ont été appliquées.

importante, ce qui illustre son efficacité pour corriger le biais de déclenchement dû à l'étoile de magnitude 6.1 alignée avec la source. Le taux de photons moyen $\langle T_\gamma \rangle$ mesuré par le détecteur est, après coupures et après correction du temps mort de l'acquisition :

$$\langle T_\gamma \rangle = 5.4 \gamma \cdot \text{minute}^{-1} \quad (9.2)$$

La courbe de lumière run par run en $\gamma \cdot \text{minute}^{-1}$ est donnée figure 9.3. Run par run, la signification statistique du signal est trop faible pour conclure quoi que ce soit sur la variabilité de la source à l'échelle de l'heure. La seconde partie de la figure montre qu'il n'y a aucune corrélation apparente entre le taux de détection et l'élévation de la source lors de la prise de données. Ceci nous conforte dans l'idée qu'aucun effet d'angle horaire ne vient biaiser les mesures.

Alors que le taux de comptage de Mrk501 présente un effet saisonnier évident, (cf section 7.3.1) ; on ne peut rien conclure dans le cas de Mrk421 (fig. 9.4). Comme on peut constater sur la figure 9.5 que le signal n'est pas corrélé au taux de comptage du détecteur, on peut raisonnablement ne pas craindre d'effet saisonnier quant aux mesures de flux γ portant sur Mrk421.

Le calcul du flux fait appel aux acceptances obtenues selon la méthode décrite en section 7.1.3, avec les surfaces effectives de collection calculées sans coupure en σ_{grp} et pour les trois modes de pointé utilisés. Dans le cas de la nébuleuse du Crabe l'acceptance intégrale

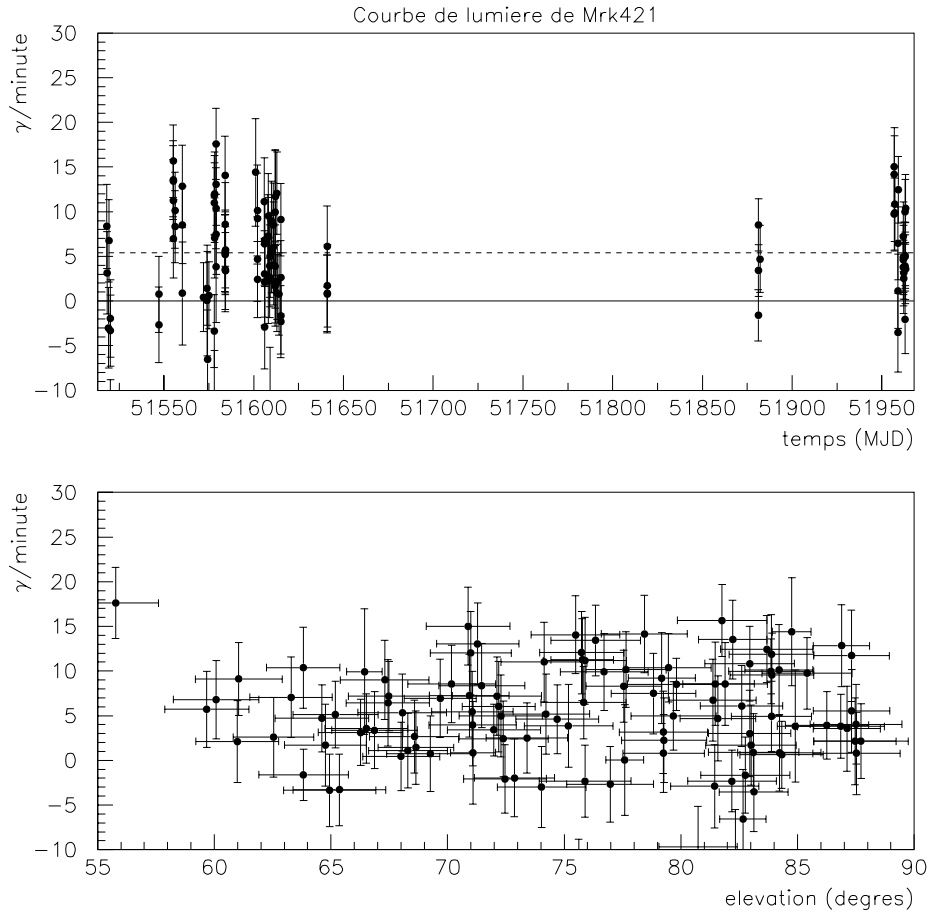


FIG. 9.3 – En haut : courbe de lumière de Mrk421 run par run. Les barres d'erreurs sont dominées par l'incertitude statistique. La ligne pointillée indique la moyenne. En bas : diagramme de corrélation entre le taux de détection et l'élévation de la source lors de la prise de données. Ce diagramme ne montre pas de corrélation.

	ON	OFF	ON-OFF	σ	S/B (%)
Déclenchement brut	2001496	1974241	27255	13.7	1.4
Redéclenchement logiciel	851663	840723	10940	8.4	1.3
$N(A > 25dc) \geq 10$	835792	825138	10654	8.3	1.3
$\tau_{50} < 8.0$	278361	269781	8580	11.6	3.2
$\vartheta^2 < 50 \text{ mrad}^2$	197541	190254	7287	11.7	3.8

TAB. 9.3 – Résultats de 31h30 d’observation de Mrk421 aux différents stades de l’analyse des données.

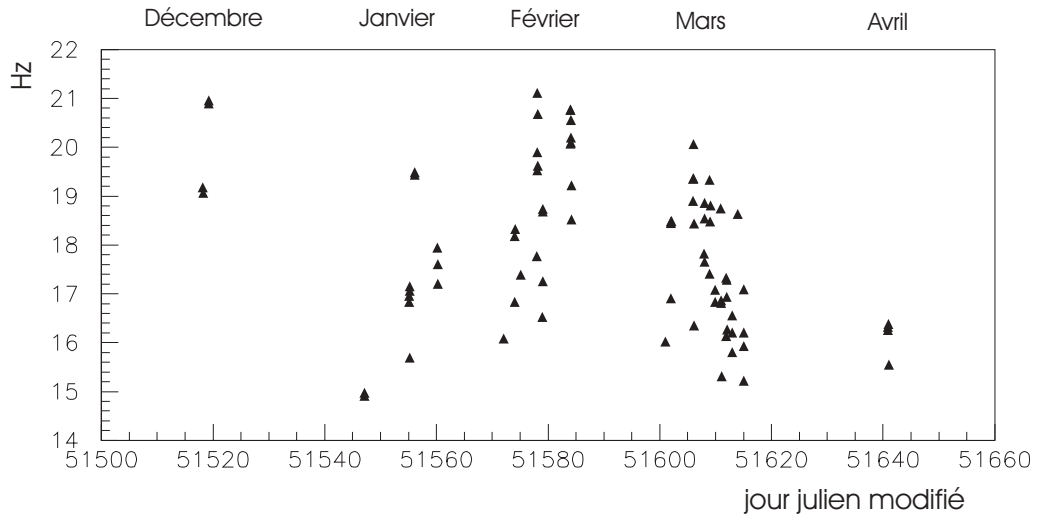


FIG. 9.4 – Taux de comptage du détecteur en fonction du temps pendant la période d’observation 1999/2000.

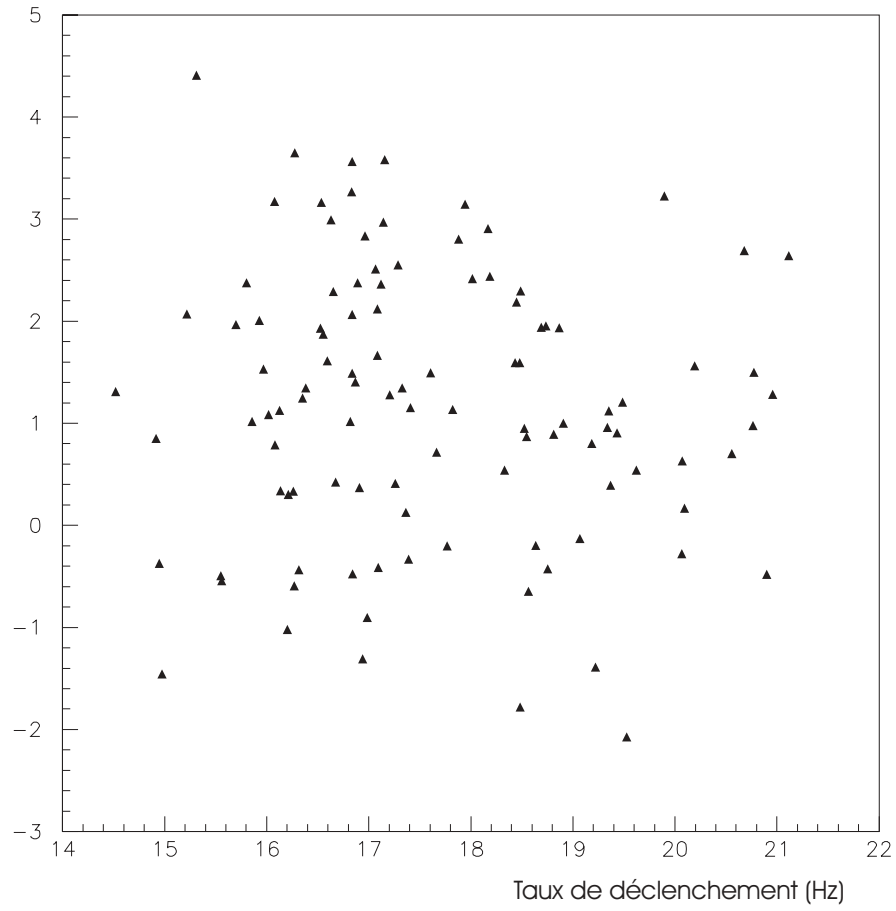


FIG. 9.5 – Diagramme de corrélation entre σ , la signification statistique de la différence ON-OFF après coupures, et le taux de comptage brut du détecteur. Ces deux paramètres ne sont pas corrélés lors des prises de données en conditions normales.

varie au cours du suivi de la source d'environ 12%. Cette variation étant négligeable par rapport aux incertitudes systématiques dans le cas du suivi de Mrk421, l'acceptance est considérée comme indépendante de l'angle horaire, ce qui est justifié par le diagramme de corrélation de la figure 9.3. Les acceptances intégrales en pointé 17 km et 11/25 km valent, d'après la simulation et dans le cas d'un spectre primaire en E^{-2} , respectivement 0.94 et 0.78 fois l'acceptance intégrale en pointé 11 km.

Les figures 9.6 et 9.7 donnent le flux intégral de Mrk421 au dessus de 60 GeV, respectivement run par run et moyenné nuit par nuit, sur la période 1999/2001. Ces figures sont à comparer aux résultats de CAT au dessus de 250 GeV, aux mesures en X avec l'instrument RXTE/ASM, qui opère entre 2 et 12 keV, et aux mesures photométriques optiques de l'observatoire de Bordeaux (fig. 9.7). De la comparaison entre ces figures jaillissent deux remarques importantes :

- le flux mesuré par CELESTE en Décembre 1999 ($51515 < \text{mjd} < 51520$), une période pendant laquelle Mrk421 est inactif en X et au TeV, est nul. Ceci implique que CELESTE ne voit pas de faux signal, ce qui aurait pu arriver si le biais de déclenchement dû à la présence de l'étoile de magnitude 6.1 dans le champ de vue n'avait pas été correctement corrigé.
- le flux mesuré par CELESTE semble corrélé à celui mesuré en X et, surtout, au TeV, comme on peut le voir plus clairement sur les figures 9.8 et 9.9. La corrélation entre les mesures de CELESTE et de CAT du flux de Mrk421 a déjà été montrée dans [9]. Celle observée entre les mesures de CAT et RXTE/ASM a été montrée dans [38]. Le flux au GeV semble davantage corrélé à celui au TeV qu'à celui en X ; toutefois cette remarque est biaisée par le fait la simultanéité des observations de CELESTE avec celles de CAT est plus rigoureuse que celle concernant les observations de RXTE/ASM. Quoiqu'il en soit, cette corrélation apporte un élément observationnel de plus en faveur de l'unicité de la population de particules relativistes à l'origine de l'émission des deux composantes du spectre en énergie de Mrk421.

Le flux moyen sur l'ensemble des observations est, sous forme intégrale pour $E > 60$ GeV :

$$N_{E>60 \text{ GeV}} = (0.7 \pm 0.4(\text{syst}) \pm 0.06(\text{stat})).10^{-9} \gamma.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1} = 1.25 \text{ Crabe} \quad (9.3)$$

Le flux de photons différentiel correspondant est, au dessus de 60 GeV et tant que le spectre reste $\propto E^{-2}$:

$$\frac{dN}{dE} = (4.2 \pm 2.1(\text{syst}) \pm 0.4(\text{stat})).10^{-8} E(\text{GeV})^{-2} \gamma.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{GeV}^{-1} \quad (9.4)$$

ce qui est équivalent, dans les mêmes conditions, au flux d'énergie :

$$\nu F_\nu = E^2 \frac{dN}{dE} = (4.2 \pm 2.1(\text{syst}) \pm 0.4(\text{stat})).10^{-8} \text{ GeV}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad (9.5)$$

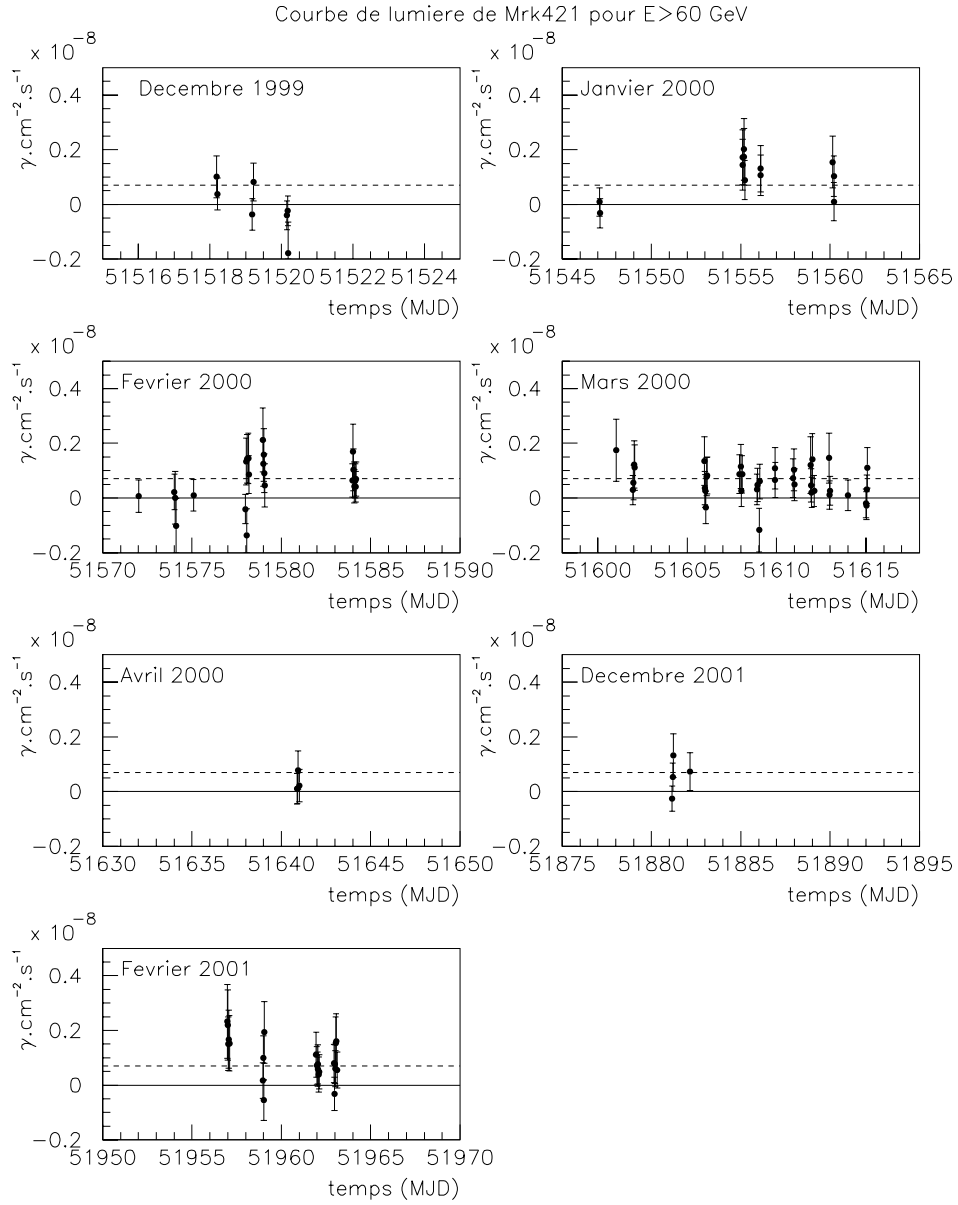


FIG. 9.6 – Flux intégral de Mrk421 pour $E > 60$ GeV. La ligne tiretée représente la moyenne. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques. L'incertitude systématique globale est de 50%.

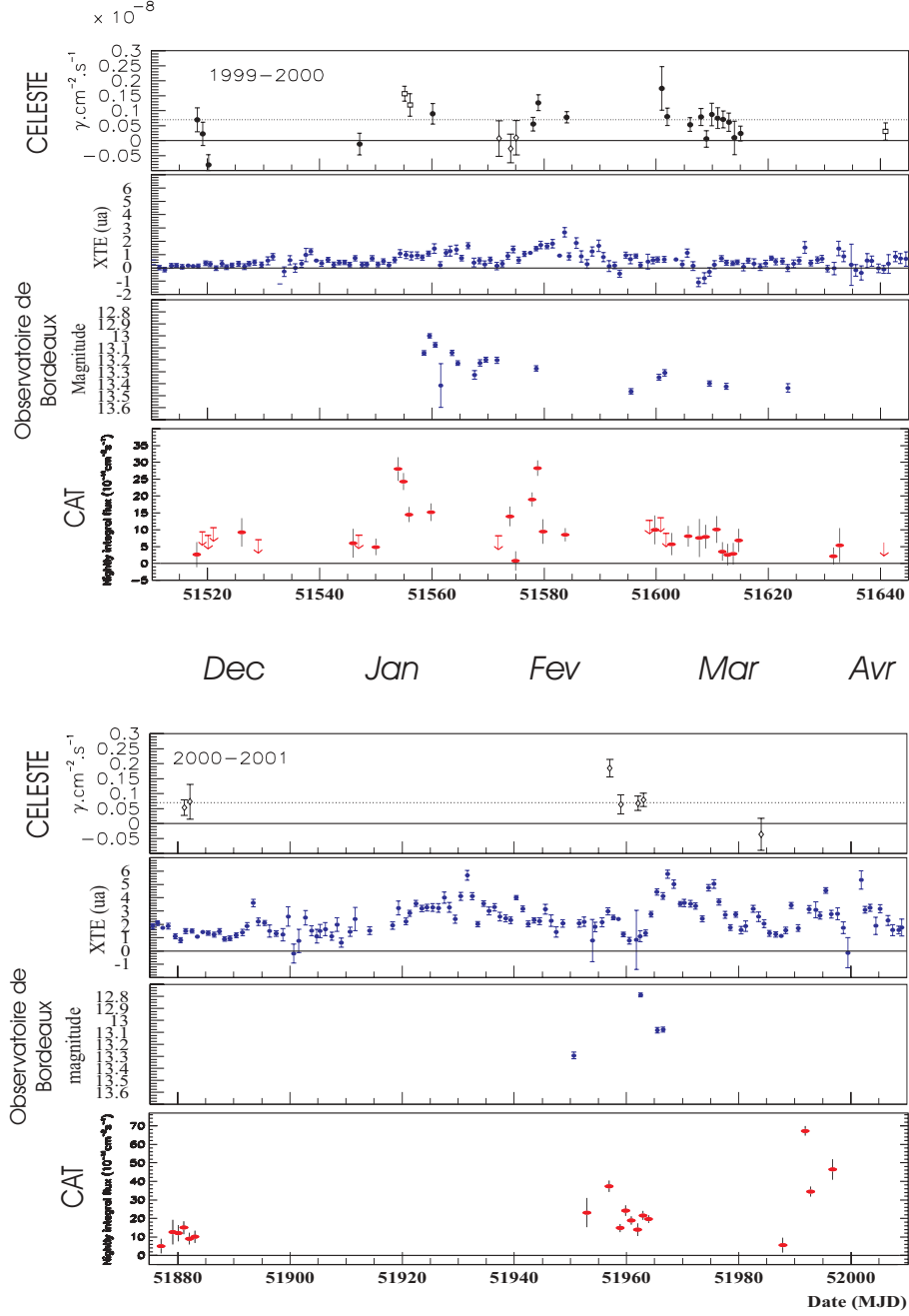


FIG. 9.7 – Flux de Mrk421 moyenné nuit par nuit pour les saisons d’observation 1999-2000 et 2000-2001, dans quatre domaines de longueur d’onde. Les points de CELESTE représentent le flux intégral pour $E > 60$ GeV. Les points, les carrés et les losanges représentent respectivement les pointés 11 km, 17 km et 11/25 km. La ligne tiretée représente la moyenne. Les barres d’erreur sont uniquement statistiques. L’incertitude systématique globale est de 50%. Les points de RXTE/ASM représentent le flux entre 2 et 12 keV, moyenné quotidiennement. Le suivi continu de la source dans cette gamme de longueurs d’onde permet de mettre en évidence une constante de temps de variabilité de l’ordre de la semaine. Les mesures de la lunette méridienne de l’Observatoire de Bordeaux montrent la magnitude optique de Mrk421. Merci à Patrick Charlot pour ces données. Les points de CAT représentent le flux intégral pour $E > 250$ GeV. Merci à Frédéric Piron et Bruno Khélifi pour ces données.

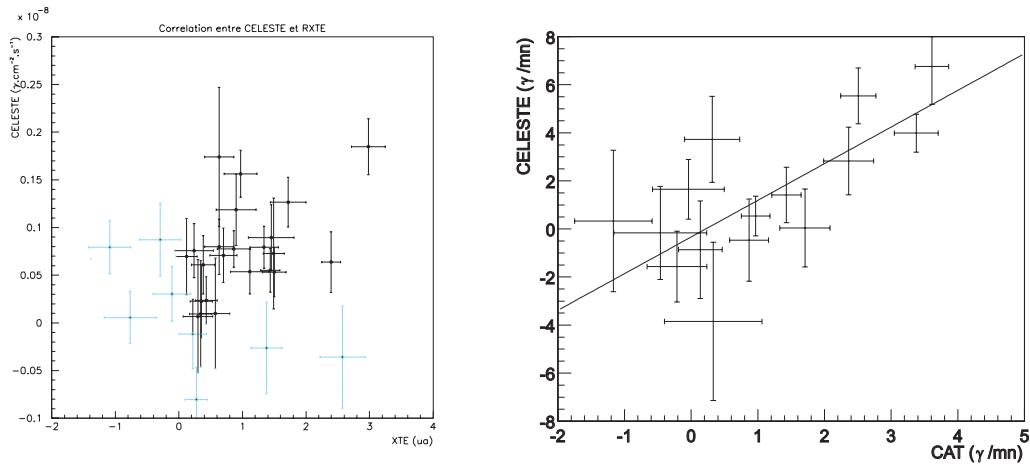


FIG. 9.8 – A gauche : flux intégral mesuré par CELESTE en fonction du flux mesuré par RXTE (en unité arbitraires). Chaque point est associé à une moyenne nocturne pour CELESTE et la moyenne journalière la plus proche pour RXTE. Les points grisés correspondent aux cas où l’une des deux mesures est négative. Il y a une corrélation entre les mesures de CELESTE et RXTE, surtout si l’on considère les nuits où celles-ci sont positives. A droite : corrélation entre les taux de détection mesurés par CELESTE et par CAT. Ce graphique est tiré de [9]. Les barres d’erreur de CELESTE représentent uniquement les incertitudes statistiques.

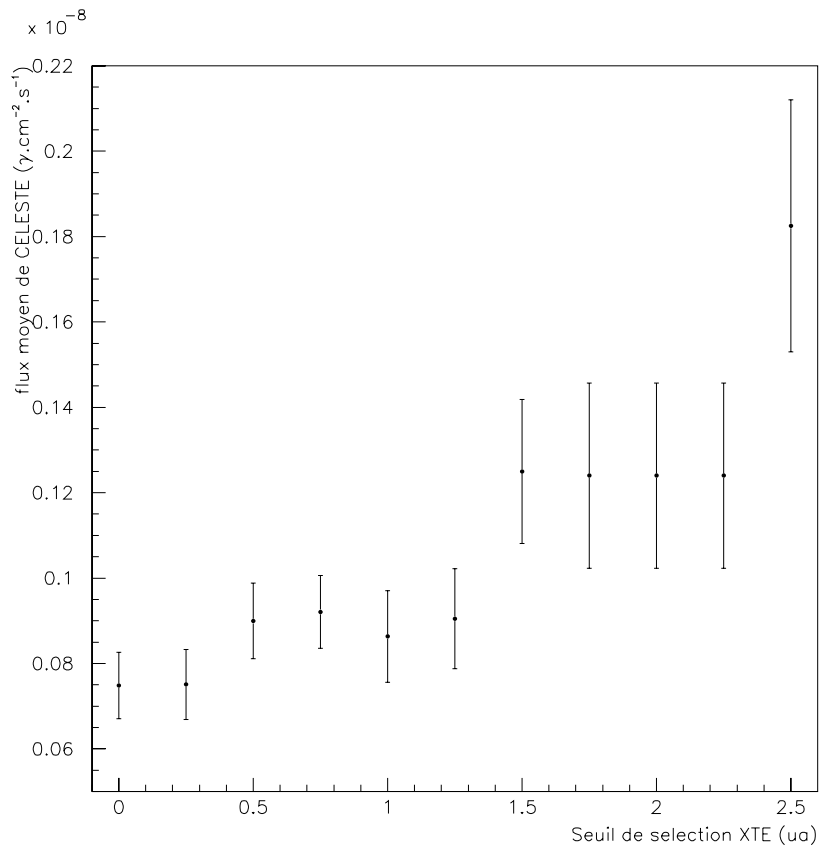


FIG. 9.9 – Flux intégral moyen de Mrk421 mesuré par CELESTE pendant les périodes où le flux mesuré en X par RXTE dépasse le seuil précisé en abscisse. Ce graphique montre qu'il existe une corrélation entre les émissions en X et au dessus de 60 GeV.

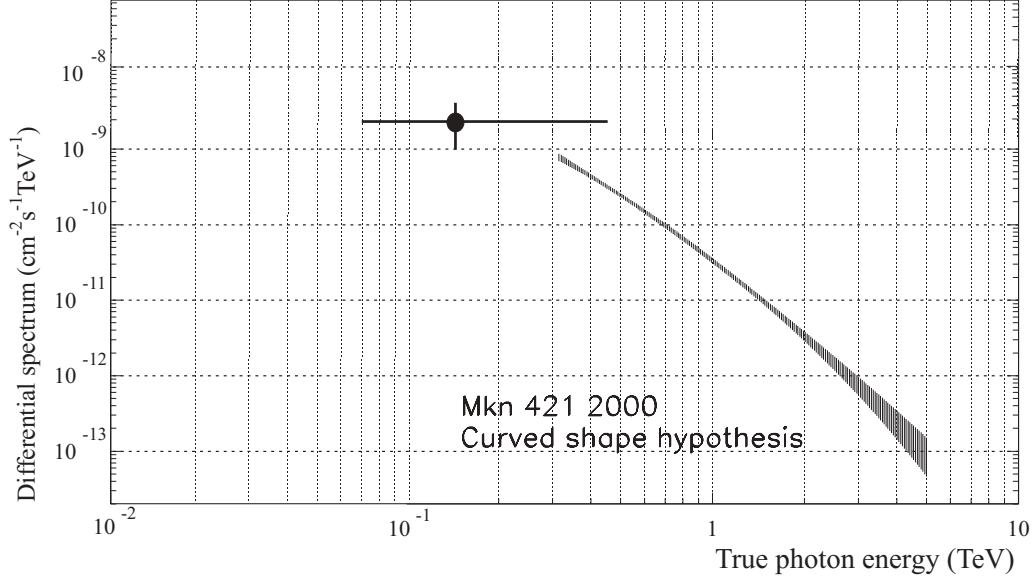


FIG. 9.10 – Flux différentiel de Mrk421 mesuré par CAT entre 300 GeV et 5 TeV [35][38] et par CELESTE sur l'ensemble de l'année 2000.

qu'on peut également exprimer :

$$\nu F_\nu = E^2 \frac{dN}{dE} = (6.6 \pm 3.3(syst) \pm 0.6(stat)).10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.s^{-1} \quad (9.6)$$

Pour comparaison, le flux moyenné sur l'année 2000 uniquement est égal à celui-ci aux incertitudes près.

Pour cette mesure, l'énergie médiane E_m et les énergies $E_{-1\sigma}$ et $E_{+1\sigma}$ telles qu'elles sont définies dans la section 8.3 valent respectivement 140 GeV, 70 GeV et 450 GeV, toujours dans l'hypothèse d'un spectre primaire $\propto E^{-2}$. L'interprétation de la mesure intégrale de CELESTE en terme de flux différentiel doit donc être représentée par un point à 140 GeV correspondant à un intervalle allant de 70 à 450 GeV.

Ces mesures sont indiquées sur les figures 9.10 et 9.11. La mesure de νF_ν de CELESTE complète bien le spectre obtenu par CAT à plus haute énergie pour localiser le maximum de la composante SSC de l'émission en énergie de Mrk421.

9.2 Mrk501

Les observations de Mrk501 menées de Mars à Juillet 2000 sont résumées dans le tableau 9.4 et leurs résultats dans le tableau 9.5. Mrk501 ayant une déclinaison très proche de celle de Mrk421, les mêmes coupures et les mêmes surfaces effectives de collection sont utilisées

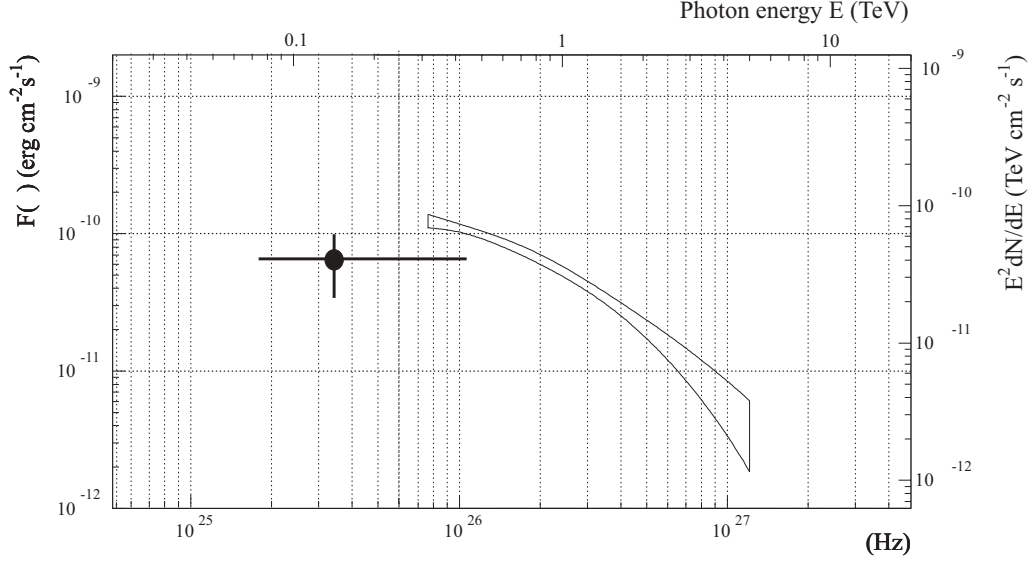


FIG. 9.11 – Distribution spectrale de Mrk421 mesuré par CAT entre 300 GeV et 5 TeV [35][38] et par CELESTE sur l'ensemble de l'année 2000. La mesure de CELESTE permet pour la première fois de localiser le maximum de la composante SSC de l'émission en énergie de ce blazar.

pour l'analyse de ses résultats. Le taux de différence ON-OFF est, après les mêmes coupures que pour l'analyse des données de Mrk421 :

$$\langle T_\gamma \rangle = 1.0 \pm 0.4(stat) \text{ minute}^{-1} \quad (9.7)$$

L'excès ON-OFF après coupures, d'une significativité de 2.5σ , ne peut pas être interprété comme un signal γ . On peut en déduire la limite supérieure sur le nombre de photons γ qui auraient pu déclencher le détecteur et passer les coupures. Cette limite supérieure est de 1641 événements, à 99% de niveau de confiance, selon la méthode de calcul détaillée dans [116]. De ce nombre d'événements on peut calculer une limite supérieure sur le flux différentiel à l'énergie médiane $E_m = 140$ GeV :

$$\nu F_\nu = E^2 \frac{dN}{dE} < (3.2 \pm 1.6(syst)) \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (9.8)$$

Cette limite supérieure est donnée sur la figure 9.15 en comparaison avec le spectre obtenu par CAT sur l'ensemble de l'année 1997. Mrk501 ayant connu cette année-là des sursauts d'une intensité inégalée en 2000, la comparaison est simplement indicative.

Ces résultats sont à considérer prudemment à cause de l'effet saisonnier incompris décrit en section 7.3.1. On peut cependant avoir une certaine confiance en eux car la signification statistique de la différence ON-OFF ne semble pas corrélée au taux de comptage (fig. 9.12).

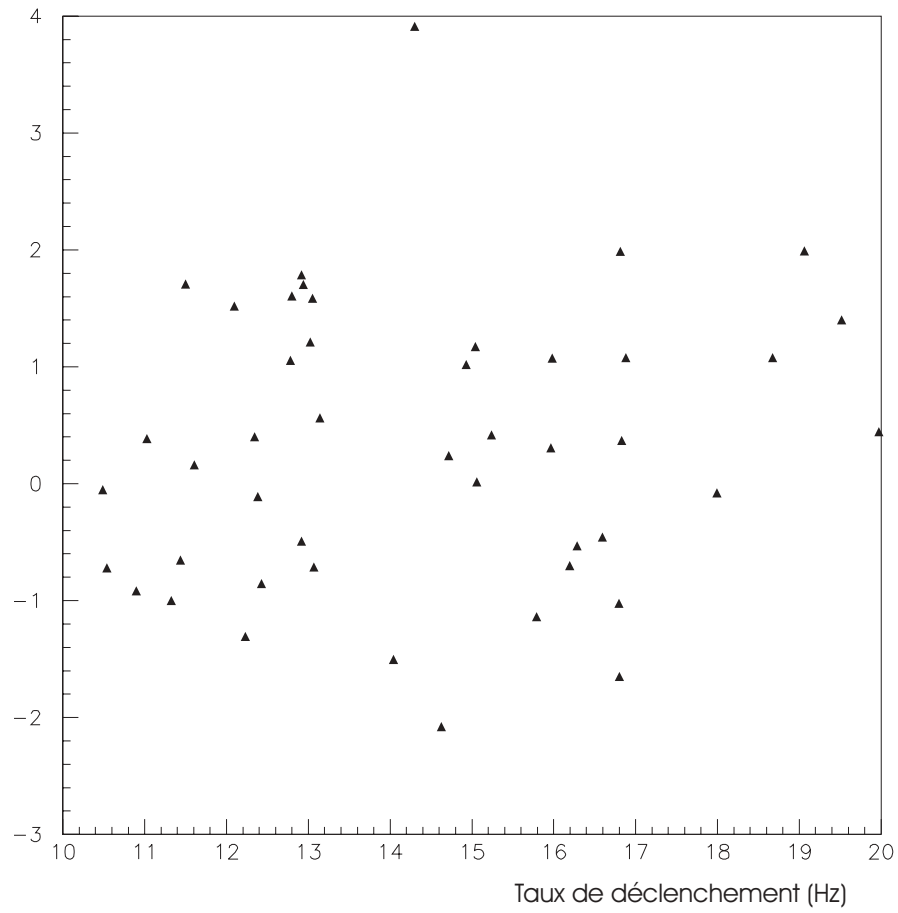


FIG. 9.12 – Diagramme de corrélation entre σ , la signification statistique de la différence ON-OFF après coupures, et le taux de comptage brut du détecteur. Ces deux paramètres ne sont pas corrélés malgré la variation saisonnière du taux de comptage hadronique.

	11 km	17 km	11/25 km	TOTAL
Nombre de paires	15	3	32	50
Nombre d'heures	4.1	0.9	9.4	14.4

TAB. 9.4 – Données Mrk501 sélectionnées pour l'analyse, prises de Mars à Juillet 2000.

	ON	OFF	ON-OFF	σ	S/B (%)
Déclenchement brut	710550	706565	3985	3.35	0.56
Redéclenchement logiciel	275380	273276	2104	2.84	0.77
$N(A > 25dc) \geq 10$	265687	263660	2027	2.79	0.77
$\tau_{50} < 8.0$	80595	79751	844	2.11	1.06
$\vartheta^2 < 50 \text{ mrad}^2$	58074	57224	850	2.50	1.49

TAB. 9.5 – Résultats de 14h30 d'observation de Mrk501 aux différents stades de l'analyse des données.

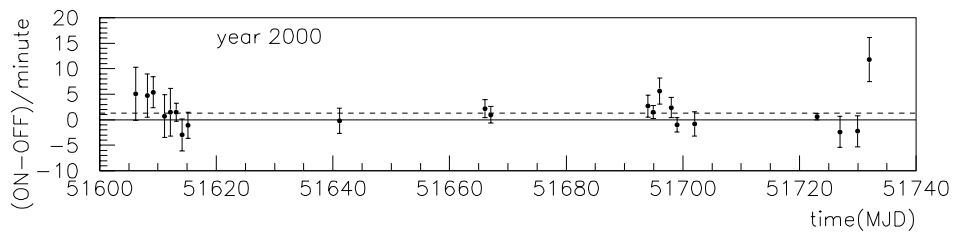


FIG. 9.13 – Taux de détection en fonction du temps pour l'ensemble des observations de Mrk501. La ligne pointillée représente la moyenne.

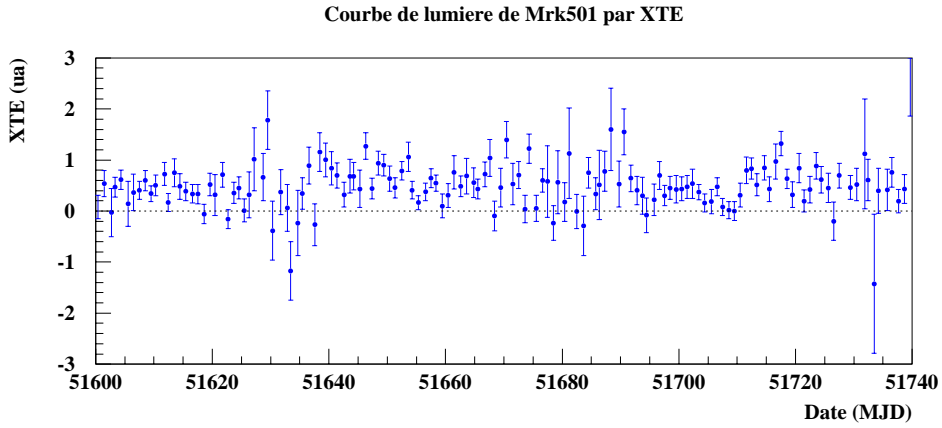


FIG. 9.14 – Flux entre 2 et 12 keV de Mrk501 mesuré par RXTE/ASM entre 2 et 12 keV, moyenné quotidiennement. Cette source a été en 2000 beaucoup moins active en X que Mrk421.

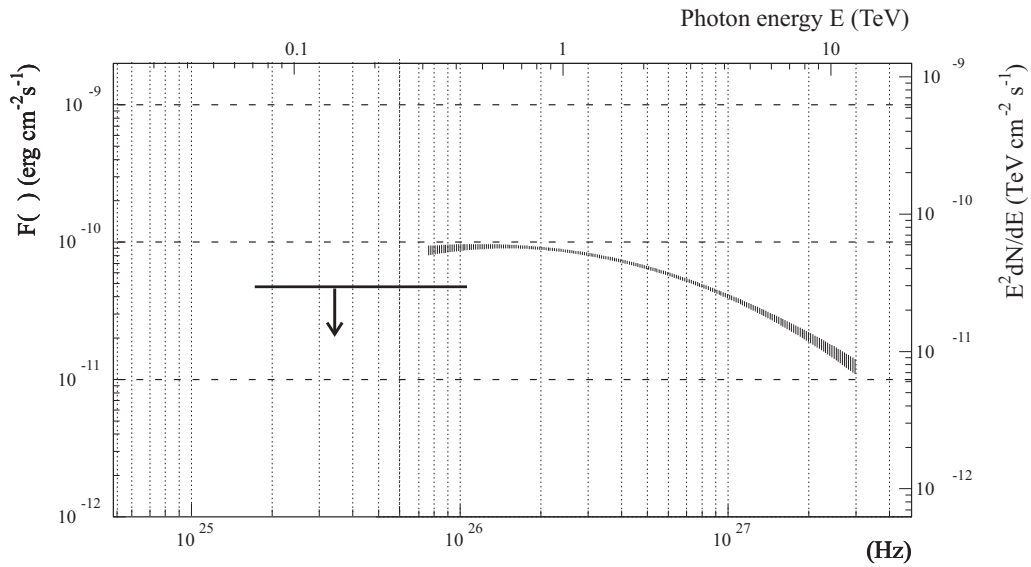


FIG. 9.15 – Distribution spectrale de Mrk501 mesuré par CAT entre 300 GeV et 5 TeV [35][38] sur l'ensemble de l'année 1997 et par CELESTE sur l'ensemble de l'année 2000. La source ayant présenté des sursauts intenses en 1997 et pas en 2000, ces données ne sont pas comparables avec la même rigueur que celles portant sur Mrk421 qui sont, elles, simultanées.

	ON	OFF	ON-OFF	σ	S/B (%)
Déclenchement brut	152830	153012	-182	-0.33	-0.12
Redéclenchement logiciel	65182	65493	-311	-0.86	-0.47
$N(A > 25dc) \geq 10$	63425	63862	-437	-1.22	-0.68
$\tau_{50} < 8.0$	20431	20369	62	0.31	0.30
$\vartheta^2 < 50 \text{ mrad}^2$	13618	13685	-67	-0.41	-0.49

TAB. 9.6 – Résultats de 2h20 d’observation de 1ES0219+42.8 aux différents stades de l’analyse des données.

9.3 1ES0219+42.8

1ES0219+42.8, aussi nommée 3C66A a été observée 8 fois soit 2.3 h dans de bonnes conditions en Novembre et Décembre 1999 et en Octobre 2000. Les résultats de ces observations sont donnés dans le tableau 9.6. La limite supérieure sur le nombre de photons γ qui auraient pu déclencher le détecteur et passer les coupures est de 380 événements, à 99% de niveau de confiance. Cela correspond à la limite sur le flux d’énergie :

$$\nu F_\nu = E^2 \frac{dN}{dE} < (4.6 \pm 2.3(syst)).10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.s^{-1} \quad (9.9)$$

Cette limite supérieure est indiquée sur la figure 9.16. Elle ne contraint pas le modèle qui y est présenté mais on peut en déduire qu’une cinquantaine d’heures d’observation permettrait d’atteindre le seuil de détectabilité de la source.

Dans le cas de cette source, il faut toutefois être particulièrement prudent avec l’indice spectral α qu’on utilise pour calculer l’acceptance. L’indice utilisé pour calculer le flux présenté ci-dessus est $\alpha = -2$ pour des raisons d’homogénéité avec les autres résultats ; or dans le cas présent le modèle présenté sur la figure suggère plutôt que le spectre présente une coupure dans notre gamme de sensibilité.

9.4 1ES2344+51.4

La quantité de données de bonne qualité sur 1ES2344+51.4 s’élève à 4.4 h, réparties sur 16 paires ON-OFF, en Novembre et Décembre 1999 et d’Octobre à Décembre 2000. 11 des 16 paires ont été prises en pointé convergent à 11 km, les 5 autres ayant été prises en double pointé 11/25 km. Les résultats de ces observations sont donnés dans le tableau 9.7. La limite supérieure sur le nombre de photons γ qui auraient pu déclencher le détecteur et passer les coupures est de 405 événements, à 99% de niveau de confiance. Cette limite correspond à 1.5 minute^{-1} . L’acceptance du détecteur n’étant aujourd’hui pas maîtrisée sur l’ensemble du suivi de cette source, située de plus suffisamment au Nord pour que l’efficacité de CELESTE chute significativement (cf tableau 7.1), il serait imprudent de calculer une limite sous forme de flux.

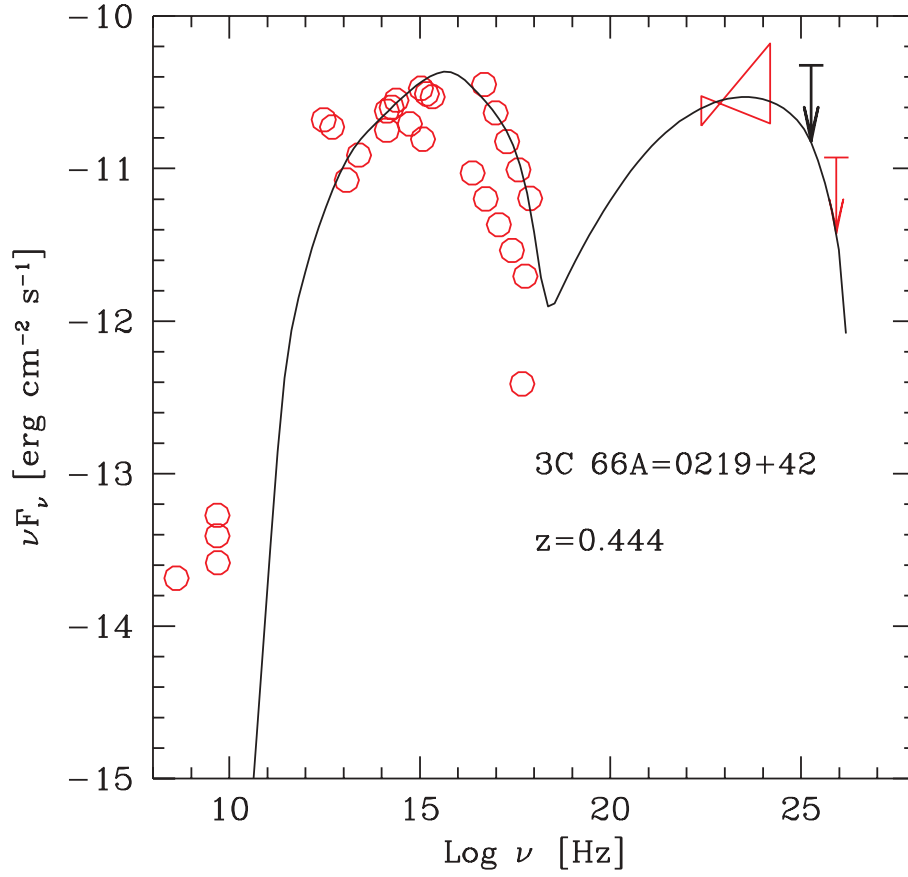


FIG. 9.16 – Distribution spectrale de 1ES0219+42.8. La courbe représente les prévisions d'un modèle SSC. Merci à L. Costamante qui a construit ce spectre, sur lequel le point de CELESTE a été ajouté en gras.

	ON	OFF	ON-OFF	σ	S/B (%)
Déclenchement brut	248702	248355	347	0.49	0.14
Redéclenchement logiciel	108002	108799	-797	-1.71	-0.73
$N(A > 25\text{dc}) \geq 10$	105539	106381	-842	-1.83	-0.79
$\tau_{50} < 8.0$	34436	34697	-261	-0.99	-0.75
$\vartheta^2 < 50 \text{ mrad}^2$	23224	23472	-248	-1.15	-1.06

TAB. 9.7 – Résultats de 4h24 d'observation de 1ES2344+51.4 aux différents stades de l'analyse des données.

9.5 Interprétation des résultats

On constate dans les cas du Crabe (fig. 8.6) et de Mrk421 (fig. 9.11) que le flux mesuré par CELESTE est inférieur d'un facteur ~ 2 à celui que l'on déduirait d'une extrapolation du spectre obtenu par CAT ; le cas de Mrk501 étant à part du fait de la non simultanéité des mesures de CAT et de CELESTE associée à la présence de sursauts dans les données de CAT uniquement.

Dans le cas de Mrk421, cet écart est du au fait que les données de CAT participant au calcul du spectre correspondent aux runs de plus de 3σ . Si l'on veut utiliser les mesures de flux CAT-CELESTE ensemble dans le but de préciser la position du maximum du pic de haute énergie des blazars ou de contraindre l'intensité de l'absorption des photons de haute énergie par le fond thermique présent autour des jets [102], il faut s'affranchir de cet écrépage. Le lot de données correspondant au mois de Mars 2000 offre une bonne opportunité pour cela, le suivi de la source ayant été assidu et le signal étant à la fois stable et non nul durant cette période. Le flux intégral pendant cette période est :

$$N_{E>60 \text{ GeV}} = (0.65 \pm 0.4(\text{syst}) \pm 0.1(\text{stat})).10^{-9} \text{ } \gamma.cm^{-2}.s^{-1} \quad (9.10)$$

D'autre part, CELESTE possède d'ores et déjà une sensibilité suffisante pour étudier la variabilité de Mrk421. La corrélation observée entre les mesures de CELESTE et de RXTE apporte un pilier supplémentaire à l'édifice théorique expliquant l'émission des deux composantes du spectre en énergie des blazars par la même population de particules relativistes.

CAT a observé en Janvier 2000 des variations de l'émission au TeV de Mrk421 d'un facteur ≥ 3 en une heure à un niveau de confiance $\geq 4\sigma$ [38]. La sensibilité de CELESTE ne permet pas encore d'observer une telle variabilité (cf fig. 9.6). La variation de la constante de temps de décroissance de l'émission Compton inverse en fonction de l'énergie, observable idéale pour comprendre la nature des photons diffusés et déterminer la correspondance entre l'énergie des photons X et celle des photons γ de haute énergie rayonnée par une même population de particules relativistes [77], ne peut donc pas être démontrée dans l'état actuel de l'expérience. Cette mesure sera probablement accessible quand CELESTE tournera avec 53 héliostats, et que le mode de pointé ainsi que la réjection hadronique auront été améliorés. Il y aura alors un choix à faire entre sensibilité en temps et sensibilité en énergie¹, lorsque la maîtrise de la calorimétrie le permettra.

Ces premières mesures du flux au dessus de 60 GeV d'objets extragalactiques sont encourageantes. CELESTE progresse et si l'an prochain le ciel est clément, la communauté disposera de nouveaux éléments pour comprendre la physique des blazars.

¹... ou le principe d'incertitude de Heisenberg appliqué à CELESTE !

Conclusion et perspectives

Le détecteur CELESTE est opérationnel depuis fin 1999 et doté d'une méthode d'analyse de données maîtrisée. La nébuleuse du Crabe et le blazar Mrk421 ont été détectés, et leurs flux calculés. L'étude des données obtenues sur ces deux sources ont permis de valider les méthodes d'analyse de données. Des limites supérieures ont été calculées sur les flux de Mrk501 et de 1ES0219+42.8. Il s'agit là des premières mesures de flux au dessus de 60 GeV.

L'observation de la variabilité de Mrk421 au dessus de 60 GeV apporte un élément de plus en faveur de l'unicité de la population des particules relativistes responsables de l'émission des deux composantes du spectre en énergie. Le spectre de CAT utilisant un lot de données non représentatif de celui utilisé par CELESTE dans cette analyse, l'utilisation des mesures issues de ces deux expériences dans le but de contraindre la forme du spectre de la source est prématurée. L'analyse commune et rigoureuse des données CAT-CELESTE de Mars 2000, en cours, permettra d'obtenir ce résultat. De plus, la méthode de calcul de flux développée dans cette thèse pourra être appliquée aux futures observations de noyaux actifs de galaxie menées par CELESTE.

L'instrumentation, la calibration et l'analyse de données de CELESTE sont encore en cours de raffinement. Un nouveau mode de pointé hybride promet d'améliorer la réjection hadronique d'un facteur 2 au niveau du déclenchement, et une analyse de données basée sur les réseaux de neurones, en cours de développement, donne des résultats encourageants. D'autre part CELESTE sera dotée sous peu d'un lidar qui permettra de mesurer le rôle de l'atmosphère dans l'efficacité de collection des photons γ . Avec ces améliorations et quelques années d'observation de plus, on peut attendre de CELESTE des résultats scientifiques importants, d'autant que le détecteur est désormais en mesure de se consacrer à son véritable objectif : observer des sources encore inconnues à haute énergie.

Aux Etats-Unis, le détecteur STACEE, basé sur le même principe que CELESTE, donne également des résultats encourageants. La gamme d'énergie comprise entre 10 et 250 GeV va progressivement être comblée par les imageurs de nouvelle génération de type HESS et par les satellites AGILE et GLAST. La richesse scientifique des observations de CELESTE en sera multipliée, que ce soit en terme d'intercalibrations ou d'observations simultanées.

Bibliographie

- [1] T. Sanuki et al., *Precise Measurement of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra with the BESS Spectrometer* ; ApJ 545, 1135 (2000)
- [2] M.V.S.Rao & B.V.Sreekantan, *Extensive Air Showers*, World Scientific,1998
- [3] J. Linsley, *Proc. 19th International Cosmic Ray Conference, La Jolla* **7** (1985) 163
- [4] H. A. Enge, *Introduction to nuclear physics*, Addison-Wesley Publishing Co. (1966) page 193
- [5] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics, Second Edition*, Cambridge University Press (1992)
- [6] B. Rossi & S. Olbert, *Introduction to the physics of space*, Mc Graw-Hill Book Co. (1970)
- [7] P. Snabre, A. Saka, B. Fabre, P. Espigat, *Atmospheric attenuation in γ ray astronomy*, Astropart. Phys. **8** (1998) 159-171
- [8] D. Dumora et al, *CELESTE experimental proposal*, available at <http://doc.in2p3.fr/themis/CELESTE/PUB/papers.html>
- [9] M. de Naurois, *Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie γ . Première observation de la nébuleuse du Crabe et du blazar Mrk421 entre 30 et 300 GeV*, thèse de doctorat, Université Paris VI (2000)
- [10] T. Reposeur et al, *CELESTE : an atmospheric Čerenkov Telescope for High Energy γ Astrophysics*, NIM, in preparation
- [11] E. Grenier, *Caractérisation des héliostats de l'expérience CELESTE et calcul du flux de photons d'une étoile*, rapport de stage de l'Université Bordeaux I (2000)
- [12] E. Durand, note interne sur les scans d'étoile
- [13] P. Bruel, *Calibration des photo-multiplicateurs de l'expérience CELESTE*, note interne (1999)
- [14] N. Hérault, *Reconstruction des paramètres des gerbes de γ et contribution à l'analyse des données dans l'expérience CELESTE*, Thèse de doctorat de l'université Louis Pasteur de Strasbourg (2000)

- [15] J. Holder et P. Bruel, *Calibration relative de la réponse en amplitude des héliostats de l'expérience CELESTE*, note interne (2000)
- [16] M. Punch, *New Techniques in TeV γ Ray Astronomy*, Thèse de doctorat de l'Université Nationale d'Irlande (1993)
- [17] J.P. Caille et P. Eusebi, entreprise etep, note technique sur la carte de numérisation etep-301c, version A
- [18] M. Crapeau, *Etude d'une nouvelle stratégie de déclenchement pour CELESTE*, stage Janus de l'Université Bordeaux I, Juillet 2000
- [19] S. Incerti, *Estimation du taux de fortuits*, note interne (2000)
- [20] M.F. Cawley, *The application of noise padding to the Čerenkov imaging technique*, Towards a major atmospheric Čerenkov Detector II, Calgary, Canada (1993)
- [21] J.N. Capdevielle et al., *The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA*, Kerforschungszentrum Karlsruhe KfK 4998 (1992)
- [22] D. Dumora, *Complémentarité trace temps des muons dans les grandes gerbes de l'air*, thèse de doctorat de l'université Bordeaux I (1994)
- [23] K.Bernlöhr, *Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique*, Astropart. Phys. 12 (2000) 255-268
- [24] U.S. Standard atmosphere 1976 (U.S. Government Printing Office, Washington D.C., 1976)
- [25] A. Capella et J. Tran Thanh Van, Phy. Lett. B93 (1980) 146
- [26] W.R. Nelson et al., *The EGS4 Code System*, SLAC Report 265 (1985)
- [27] B. Degrange, *Observations en Astronomie γ de haute et très haute énergie*, Ecole de Gif-sur-Yvette, Lyon (1997)
- [28] A. Djannati-Atai, *Mesure du spectre d'émission de la nébuleuse du Crabe (M1), en rayons γ au delà du TeV, par la détection en lumière Čerenkov des cascades atmosphériques*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (1995)
- [29] E. Paré, *CELESTE : A status report*, O.C. De Jager, Wesprint Editor, *Towards a Major Atmospheric Čerenkov Detector*, proc. Kruger National Park TeV Workshop (1997)
- [30] S. Le Bohec et al, *A new analysis method for very high definition Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes as applied to the CAT telescope*, NIM A 416, 425-437 (1998)
- [31] P.T. Reynolds et al, *Survey of candidate γ -ray sources at TeV energies using a high-resolution Čerenkov imaging system : 1988-1991*, ApJ 404, 206-218 (1993)
- [32] Chitnis et Bhat 1999, Astropart. Phys. 9, 45.
- [33] J.M. Fierro, P.F. Michelson & P.L. Nolan, *Phase-resolved studies of the high-energy γ -ray emission from the Crab, Geminga, and Vela pulsars*, ApJ 494, 734 (1998)

- [34] M. de Naurois, J. Holder et al, *Measurement of the Crab Flux above 60 GeV with the CELESTE Čerenkov Telescope*, envoyé à l'ApJ, astro-ph/0107301
- [35] F. Piron et al, *Temporal and spectral γ -ray properties of Mkn 421 above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000*, envoyé à A&A
- [36] D. Heck et al, Report FZKAS 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [37] M.P. Kerzmann & Sembroski, Nuclear Instrumentation and Methods A, 343, 629 (1994)
- [38] F. Piron, *Etude des propriétés spectrales et de la variabilité de l'émission γ supérieure à 250 GeV des noyaux actifs de galaxie de type blazar observés dans le cadre de l'expérience CAT*, thèse de doctorat de l'université Paris XI (2000).
- [39] Ramana-Murthy, P.V., & Wolfendale, A.W., 1993, *Gamma-Ray Astronomy* ch. 4 (2nd edition) : Cambridge University Press.
- [40] Swanenburg, B.N., et al., 1981, Astrophysics Journal Letters, 243, L69.
- [41] T.C. Weekes, VHE Astronomy before the New Millennium, AIP Conf. Proc. 515, *Towards a Major Atmospheric Čerenkov Detector*, GeV-TeV γ Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, USA (1999)
- [42] T.C. Weekes, et al, ApJ 342, 379 (1989)
- [43] D.J. Bird et al, ApJ 441, 144 (1995)
- [44] R.C Hartman et al, *The third EGRET catalog of high-energy γ -ray sources*, ApJ Suppl. Series 123, 79 (1999)
- [45] I.A. Grenier, Nature 404, 344 (2000)
- [46] G. Vacanti et al, Astrophysical Journal 377, 467 (1991)
- [47] P. Goret et al, A&J 270, 401 (1993)
- [48] D. Smith, *Gamma Ray Source Candidates for CELESTE*, note de collaboration (2000)
- [49] P. Baillon et al, *γ Ray spectrum of the Crab nebula in the multi TeV region*, A&A 270, 401 (1993)
- [50] S. Le Bohec, *Conception et réalisation d'un télescope à effet Čerenkov atmosphérique pour l'astronomie γ de 100 GeV à 10 TeV*, thèse de doctorat de l'université Paris XI, Orsay (1996)
- [51] F.A. Aharonian et A.M. Atoyan, *Nonthermal radiation of the Crab Nebula*, astro-ph/9803091
- [52] I. Strong, R. Klebesadel et R. Olson, *Observations of γ -ray bursts of cosmic origin*, ApJ Letters 182, L85 (1973)
- [53] T. Piran, *γ -ray Bursts and the Fireball Model*, Physics Reports 314, 575 (1999)
- [54] R. Mukherjee et al, ApJ 441, L61 (1996)

- [55] M.A. Ruderman et P.G. Sutherland, *Theory of pulsars : Polar Gaps, Sparks and Coherent Microwave Radiation*, ApJ 196, 51 (1975)
- [56] P. Goldreich et W.H. Julian, *Pulsar Electrodynamics*, ApJ 157, 869 (1969)
- [57] D. Dumora et al, *Search for high energy γ ray pulsar emission with the CELESTE experiment*, ed. Copernicus Gesellschaft, ICRC 2001, Hamburg
- [58] T. Stanev et A. Franceschini, *Constraints on the extragalactic infrared background from γ -ray observations of Markarian 501*, ApJ Letters 494, L159 (1998)
- [59] E.A. Baltz et al, *Detection of neutralino annihilation photons from external galaxies*, astro-ph/9909112 (1999)
- [60] A. Franceschini et al, Proc ESA Symp., *The far infrared and submillimeter Universe*, ed. A. Wilson (ESA SP-401), 159
- [61] T. Weekes, *Status of VHE Astronomy c.2000*, astro-ph/0010431 (2000)
- [62] D. Benest, A. Blanchard, L. Bottinelli, S. Collin, C. Froeschlé, L. Gouguenheim, J. Lefèvre et L. Nottale, *L'Univers des Galaxies*, collection Les Fondamentaux, Hachette (1995)
- [63] R. Mukherjee et al, *EGRET observations of high-energy γ -ray emission from blazars : an update*, ApJ 490, 116 (1997)
- [64] E. Asseo et H. Sol, *Extragalactic magnetic fields*, Physics Reports 148 (1987)
- [65] M. Punch et al, *Detection of TeV γ -rays from the active galaxy Mrk421*, Nature 358, 477 (1992)
- [66] J. Quinn et al, *Detection of γ rays with $E > 300$ GeV from Markarian 501*, ApJ Letters 456, L83 (1996)
- [67] K. Mannheim, *γ -rays and neutrinos from a powerful cosmic accelerator*, Physical Review D 48, 2408 (1993)
- [68] C.M. Urry et P. Padovani, PASP 107, 803 (1995)
- [69] J. Kataoka et al, *A study of High Energy Emission from the TeV blazar Mrk501 during Multiwavelength Observations in 1996*, ApJ 514, 138 (1999)
- [70] E. Pian et al, *BeppoSAX Observations of Unprecedented Synchrotron Activity in the BL Lacertae Object Markarian 501*, ApJ Letters 492, L17 (1998)
- [71] M. Spada, *Rapid variability of γ -ray blazars : a model for MKN 421*, Astropart. Phys. 11, 59 (1999)
- [72] G. Ghisellini, L. Maraschi et L. Dondi, *Diagnostics of Inverse-Compton models for the γ -ray emission of 3C 279 and Mkn 421*, A&A Suppl. Series 120, 503 (1996)
- [73] L. Maraschi et al, *Simultaneous X-ray and TeV observations of a rapid flare from Markarian 421*, ApJ Letters 526, L81 (1999)
- [74] B.G. Piner et al, *VSOP and ground-based VLBI imaging of the TeV blazar Markarian 421 at multiple epochs*, ApJ 525, 176 (1999)

- [75] D.J. Fegan, *TeV variability and flaring of the blazar Markarian 421*, Nuclear Physics B Proc. Suppl. 60B, 37 (1998)
- [76] B.G. Piner et al, *VSOP and ground-based VLBI observations of Markarian 421*, New Astronomy Reviews 43, 711 (1999)
- [77] L. Maraschi et al, *Correlated variability of Mkn 421 at X-ray and TeV wavelengths on time scales of hours*, Astropart. Phys. 11, 189 (1999)
- [78] H. Krawczynski et al, *Simultaneous X-ray and TeV γ -Ray Observations of the TeV Blazar Markarian 421 during February and May 2000*, astro-ph/0105331 (2001). Accepted pour l'ApJ.
- [79] J.A. Hinton et al, *Observations of Markarian 421 with the STACEE-48 instrument*, ed. Copernicus Gesellschaft, ICRC 2001, Hamburg
- [80] J. Holder et al, *Observations of Extreme Flaring Activity from Markarian 421 with the Whipple 10m Telescope*, ed. Copernicus Gesellschaft, ICRC 2001, Hamburg
- [81] F.W. Samuelson et al, *The TeV spectrum of Markarian 501*, ApJ Letters 501, L17 (1998)
- [82] M. Catanese et al, *Multiwavelength observations of a flare from Markarian 501*, ApJ Letters 487, L143 (1997)
- [83] F.M. Rieger et K. Mannheim, *A possible black hole binary in Mkn 501*, astro-ph/0011015
- [84] Harwit, M., Protheroe, R. J., & Biermann, *TeV Čerenkov Events as Bose-Einstein γ Condensations*, ApJ Letters 524, L91 (1999)
- [85] F. Aharonian et al, *Rejection of the hypothesis that Markarian 501 TeV photons are pure Bose-Einstein condensates*, ApJ Letters 543, 39 (2000)
- [86] D. Petry et al, *Multiwavelength observations of Markarian 501 during the 1997 high state*, ApJ 536, 742 (2000)
- [87] F. Tavecchio et al, *Constraints on the Physical Parameters of TeV Blazars*, ApJ 509, 608 (1998)
- [88] G. Ghisellini et al, *A theoretical unifying scheme for γ -ray bright blazars*, MNRAS, astro-ph/9807317 (1998)
- [89] A. Dar et A. Laor, *Hadronic production of TeV γ -ray flares from blazars*, ApJ Letters 478, L5 (1997)
- [90] F. Halzen et E. Zas, *Neutrino fluxes from active galaxies : a model-independent estimate*, ApJ 488, 669 (1997)
- [91] G. Pelletier et A. Marcowith, *Nonlinear dynamics in the relativistic plasma of astrophysical high-energy sources*, ApJ 502, 598 (1998)
- [92] J. Wang et al, *Analytic model of spectral variability of blazars at high frequencies*, ApJ 519, 556 (1999)

- [93] L. Costamante et al, *Extreme Synchrotron BL Lac Objects, Stretching the Blazar sequence*, A&A, accepted (2000)
- [94] C.D. Dermer et S.J. Sturmer, *Nonthermal Compton and Synchrotron processes in the jets of Active Galactic Nuclei*, ApJ Suppl. Series 109, 103 (1997)
- [95] G. Pelletier, *Brief Survey on the Physics of Black Hole environnement and jet launching*, Moriond 2001, Les Arcs, [http ://moriond.in2p3.fr/J01/schedule01b.html](http://moriond.in2p3.fr/J01/schedule01b.html)
- [96] M.J. Valtonen et P. Heinämäki, ApJ 530, 107 (1999)
- [97] P. Wiita, *Cosmic Radio Jets*, astro-ph/0103020 (2001)
- [98] P. Kaaret et al, *Discovery of a hard X-ray source, SAX J0635+0533, in the error box of the γ -ray source 2EG 0635+0521*, ApJ 523, 197 (1999)
- [99] M. Catanese et al, *Discovery of γ -ray emission above 350 GeV from the BL Lacertae object 1ES 2344+514*, ApJ 501, 616 (1998)
- [100] P. Giommi, P. Padovani et E. Perlman, *Detection of exceptional X-ray spectral variability in the TeV BL Lac 1ES2344+514*, Mon. Not. R. Astron. Soc. 317, 743 (2000)
- [101] J.F.C. Wardle et al, *Electron-positron jets associated with the quasar 3C279*, Nature 395, 457 (1998)
- [102] K. Katarzynski, H. Sol et A. Kus, *The multifrequency emission of Mrk501*, A&A 367, 809 (2001)
- [103] R. Scarpa et al, *The Hubble Space Telescope survey of BL Lacertae objects : gravitational lens candidates and other unusal sources*, ApJ 521, 134 (1999)
- [104] W. Kluzniak, *Is the Universe transparent to TeV photons ?*, VIII^e International Workshop on Neutrino Telescopes, Venise, astro-ph/9905308 (1999)
- [105] N. Gehrels, D.J. Macomb, D.L. Bertsch, D.J. Thompson, R.C. Hartman, *Discovery of a new population of high-energy γ -ray sources in the Milky Way*, Nature 404, 363 (2000)
- [106] B. Degrange, *M15 : Un objectif pour CAT ?*, note de la collaboration CAT
- [107] E. Waxman et P. Coppi, *Delayed GeV-TeV photons from γ -ray bursts producing high-energy cosmic rays*, ApJ Letters 464, L75 (1996)
- [108] T. Stanev, *High energy neutrino fluxes and detection*, VIII^e International Workshop on Neutrino Telescopes, Venise, vol. 2, p. 47 (1999)
- [109] P.Bhattacharjee and G.Sigl, *Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays*, Physics Reports 327, 109 (2000) ou astro-ph/9811011
- [110] M.Boratav, *Extremely high energy cosmic rays and the Auger observatory*, VII^e International Workshop on Neutrino Telescopes, Venise (1996) ou [http ://auger.cnrs.fr/my_articles/venise.ps](http://auger.cnrs.fr/my_articles/venise.ps)
- [111] B. Rudak et J. Dyks, *High-energy emission from pulsars in polar-cap models with CR-induced cascades*, Mon. Not. R. Astron. Soc (1998)

- [112] R.W. Lessard et al, *Search for pulsed TeV γ -ray emission from the Crab pulsar*, ApJ 531, 942 (2000)
- [113] A.M. Hillas et al, *The spectrum of TeV γ rays from the Crab nebula*, ApJ 502, 744 (1998)
- [114] G. Maneva, P.P. Temnikov et J. Procureur, *Artificial neural networks for γ /hadron discrimination in Cherenkov airshowers experiments*, ed. Copernicus Gesellschaft, ICRC 2001, Hamburg
- [115] G.G. Fazio, *γ radiation from celestial objects*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 5, 481 (1967)
- [116] O. Helene, *Upper limit of peak area*, Nuclear Instruments and Methods 212, 319 (1983)
- [117] S. Oser et al, *High Energy γ -Ray Observations of the Crab Nebula and Pulsar with the Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment*, ApJ 547, 949 (2001), astro-ph/0006304
- [118] M.C. Chantell, et al, *Prototype Test Results of the Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment (STACEE)*, Nuclear Instruments and Methods A408, 468 (1998)
- [119] R.A. Ong, *STACEE observations of Active Galactic Nuclei and other sources*, ed. Copernicus Gesellschaft, ICRC 2001, Hamburg
- [120] Site principal de Solar II : <http://solartwo.ucr.edu/>
- [121] Sikora, Begelman et Rees, ApJ 421, 153 (1994)
- [122] P. Giommi, S.G. Ansari et A. Micol, *Radio to X-ray energy distribution of BL Lacertae objects*, A&A Suppl. Series 109, 267 (1995)
- [123] R. Falomo et J.K. Kotilainen, *Optical imaging of the host galaxies of X-ray selected BL Lacertae objects*, Astronomy and Astrophysics 352, 85 (1999)
- [124] H. Kubo et al, *ASCA observations of blazars and multiband analysis*, ApJ 504, 693 (1998)
- [125] F.A. Aharonian et al, *HEGRA search for TeV emission from BL Lacertae objects*, Astronomy and Astrophysics 353, 847 (2000)
- [126] S.A. Laurent-Muehleisen, *The RGB Sample of intermediate BL Lacertae objects*, ApJ 525, 127 (1999)
- [127] P.M. Wallace et al, *A systematic search for short term variability of EGRET sources*, ApJ 540, 184 (2000)
- [128] E.S. Perlman et al, *The EINSTEIN slew survey sample of BL Lacertae objects*, ApJ Suppl. Series 104, 251 (1996)
- [129] A.K. Harding, *γ -ray pulsars : models and predictions*, astro-ph/0012268 (2000)

- [130] F. Krennrich et al, *Measurement of the Multi-TeV γ -Ray Flare Spectra of Markarian 421 and Markarian 501*, ApJ 511, 149 (1999)
- [131] J. Guy et al, *Constraints on the cosmic infra-red background based on BeppoSAX and CAT spectra of Markarian 501*, A&A 359, 419 (2000)
- [132] F. Tavecchio et L. Maraschi, Proc. X-Ray Astronomy 1999 (2000) ou astro-ph/0002431
- [133] W. Bednarek et R. Protheroe, MNRAS 310, 577 (1999)
- [134] D.J. Thomson et al, SAS-2 high-energy gamma-ray observations of the VELA pulsar, ApJ Letters 200, 79 (1975)
- [135] M. Diaz Trigo, *GRAAL status report*, Very High Energy Phenomena in the Universe, XXXVI^e rencontres de Moriond, Les Arcs (2001), <http://moriond.in2p3.fr/J01/schedule01b.html>
- [136] D. Smith, *Gamma ray telescopes : What's up on the ground*, Very High Energy Phenomena in the Universe, XXXVI^e rencontres de Moriond, Les Arcs (2001), <http://moriond.in2p3.fr/J01/schedule01b.html>
- [137] B. Giebels, *Contribution à la reconversion d'une centrale solaire en un vaste détecteur pour l'astronomie gamma*, thèse de doctorat de l'université Bordeaux I (1998)
- [138] J. Bussóns Gordo, *Derivation of the TeV γ -ray energy spectrum of three active galaxies : Mrk421, Mrk501 and 1ES2344+514*, Thèse de doctorat de l'University College de Dublin (1998)
- [139] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, *Numerical recipes - the art of scientific computing - fortran version*, Cambridge University Press (1989)
- [140] E. Durand, *Search for pulsed gamma ray emission from the Crab nebula with CELESTE*, Very High Energy Phenomena in the Universe, XXXVI^e rencontres de Moriond, Les Arcs (2001), <http://moriond.in2p3.fr/J01/schedule01b.html>
- [141] M.D. Bica, *A multifrequency radio continuum and IRAS faint source survey of Markarian galaxies*, ApJ Suppl. Series 98, 369 (1995)
- [142] Y.C. Lin et al, ApJ Letters 401, 61 (1992)
- [143] D. Petry et al, A&A 311, 13 (1996)
- [144] S.M. Bradbury et al, A&A 320, 5 (1997)
- [145] M. Punch et al, *Detection of VHE γ -rays from Mrk501 with the CAT imaging telescope*, Proc. 25^e ICRC, Durban, OG 4.3.5 (1997)
- [146] Horan, Finley et al, ed. Copernicus Gesellschaft, ICRC 2001, Hamburg
- [147] B.L. Dingus & David L. Bertsch, *The Highest Emission Detected by EGRET from Blazars*, Gamma-Ray Astrophysics 2001, Baltimore
- [148] M.J. Rees & J.E. Gunn, MNRAS 167, 1 (1974)

- [149] C.F. Kennel & F.V. Coroniti, ApJ 283, 694 (1984)
- [150] M.C. Weisskopf et al, *Discovery of Spatial and Spectral Structure in the X-Ray Emission from the Crab Nebula*, ApJ Letters 536, 81 (2000)
- [151] R.J. Gould, Phys. Rev. Letters 15, 577 (1965)
- [152] O.C. de Jager & A.K. Harding, ApJ 396, 161 (1992)
- [153] A.M. Atoyan & F.A. Aharonian, MNRAS 278, 525 (1996)